

SÉRIE A, N° 2073

N° D'ORDRE :

2940

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ BLANC-LAPIERRE

Agrégé-Préparateur à l'École Normale Supérieure

1^{re} THÈSE. — ETUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EFFET DE GRENAILLE
PUR. APPLICATION A L'AMPLIFICATION DES
COURANTS PHOTOÉLECTRIQUES TRÈS FAIBLES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **1944** devant la Commission d'examen.

MM. G. BRUHAT.....	<i>Président.</i>
A. FOCH.....	} <i>Examineurs.</i>
A. KASTLER.....	

MASSON ET C^{IE}, ÉDITEURS

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VI^e

1944

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat : **BLANC-LAPIERRE**

Prénom : **André.**

Date de la soutenance : 31 mai 1944

Numéro d'ordre : 2940

BLANC-LAPIERRE (André). — Etude expérimentale de l'effet de grenaille pur. Application à l'amplification des courants photoélectriques très faibles. — *Paris*, Masson, 1944, in-8°, 66 p. et 31 fig.

Th. Sc. ph. Paris, 1944. Série A 2073. N° 2940.

BLANC-LAPIERRE (André). — Etude expérimentale de l'effet de grenaille pur. Application à l'amplification des courants photoélectriques très faibles. — *Paris*, Masson, 1944, in-8°, 66 p. et 31 fig.

Th. Sc. ph. Paris, 1944. Série A 2073. N° 2940.

BLANC-LAPIERRE (André). — Etude expérimentale de l'effet de grenaille pur. Application à l'amplification des courants photoélectriques très faibles. — *Paris*, Masson, 1944, in-8°, 66 p. et 31 fig.

Th. Sc. ph. Paris, 1944. Série A 2073. N° 2940.

BLANC-LAPIERRE (André). — Etude expérimentale de l'effet de grenaille pur. Application à l'amplification des courants photoélectriques très faibles. — *Paris*, Masson, 1944, in-8°, 66 p. et 31 fig.

Th. Sc. ph. Paris, 1944. Série A 2073. N° 2940.

SÉRIE A, N° 2073

N° D'ORDRE :

2940

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANDRÉ BLANC-LAPIERRE

Agrégé-Préparateur à l'École Normale Supérieure

1^{re} THÈSE. — ETUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EFFET DE GRENAILLE
PUR. APPLICATION A L'AMPLIFICATION DES
COURANTS PHOTOÉLECTRIQUES TRÈS FAIBLES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

1944 devant la Commission d'examen.

MM. G. BRUHAT..... *Président.*

A. FOCH } *Examineurs.*
A. KASTLER..... }

MASSON ET C^{IE}, ÉDITEURS

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VI^e

1944

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. P. MONTEL.

PROFESSEURS

Charles PÉREZ....	† Zoologie.	CROZE	† Physique théorique et Physique céleste.
P. MONTEL.....	† Théorie des fonctions.	DUPONT.....	† Théories chimiques.
L. BLARINGHEM ..	† Botanique.	VALIRON	† Calcul différentiel et intégral.
G. JULIA.....	† Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	BARRABÉ	Géologie structurale et géologie appliquée.
C. MAUGUIN	† Minéralogie.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
A. DENJOY.....	† Géométrie supérieure.	VAVON.....	† Analyse et mesures chimiques.
L. LUTAUD.....	† Géographie physique et Géologie dynamique.	G. DARMOIS.....	† Mathématiques générales.
G. BRUHAT.....	† Physique.	CHATTON.....	† Biologie maritime.
E. DARMOIS.....	† Enseignement de Physique.	AUBEL.....	Chimie biologique.
A. DEBIERNE.....	† Electronique et Radio-activité.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.
L. DUNOYER.....	† Chimie-Physique.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
M. JAVILLIER.....	† Chimie biologique.	PLANTEFOL.....	Botanique.
Henri VILLAT.....	† Mécanique des fluides et applications.	CABANNES.....	† Recherches physiques.
Ch. JACOB.....	† Géologie.	GRASSÉ.....	† Zoologie. Evolution des êtres organisés.
P. PASCAL.....	† Chimie générale.	PRÉVOST.....	Chimie organique.
M. FRÉCHET.....	† Calcul des probabilités et Physique mathématique.	BOULIGAND.....	Mathématiques.
E. ESCLANGON....	† Astronomie.	CHAUDRON.....	Chimie.
H. BÉGHIN.....	† Mécanique physique et expérimentale.	WYART.....	Minéralogie.
FOCH	† Mécanique expérimentale des fluides.	TEISSIER.....	Zoologie.
PAUTHENIER.....	† Electrotechnique générale.	MANGENOT.....	Biologie végétale (P.C.B.).
De BROGLIE.....	† Théories physiques.	P. AUGER.....	Physique.
CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.	MONNIER.....	Physiologie générale.
PRENANT.....	† Anatomie et Histologie comparées.	PIVETEAU.....	Géologie.
COMBES.....	† Physiologie végétale.	ROCARD.....	Physique.
GARNIER.....	† Application de l'analyse à la géométrie.	H. CARTAN.....	Calcul différentiel.
PÉRÈS.....	† Mécanique rationnelle.	SCHAEFFER.....	† Physiologie générale.
HACKSPILL.....	† Chimie minérale.	LAFFITTE.....	Chimie (P. C. B.).
TOUSSAINT.....	Technique aéronautique.	LERAY.....	Mécanique théorique des fluides.
M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).	FAVART.....	Calcul des Probabilités et Physique Mathématique.
G. RIBAUD.....	† Hautes températures.	COULOMB.....	† Physique du Globe.
CHAZY.....	† Mécanique analytique.	M ^{lle} COUSIN.....	Biologie animale (P. C. B.)
GAULT.....	† Chimie (P. C. B.).		

Secrétaire..... CH. MONIER.



A MES PARENTS

A MA FEMME

A MONSIEUR GEORGES BRUHAT

*Très respectueux hommage.
Profonde reconnaissance.*

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	1
<i>Première partie.</i> — ETUDE DES FLUCTUATIONS A LA SORTIE D'UN AMPLIFICATEUR LINÉAIRE ATTAQUÉ PAR DES CHOCS TRÈS BREFS ÉGAUX ET DÉSORDONNÉS .	3
I. — Principaux résultats théoriques	3
II. — Etude expérimentale	8
<i>Deuxième partie.</i> — DÉTERMINATION DU PLUS PETIT COURANT PHOTO-ÉLECTRIQUE DÉCELABLE EN PRÉSENCE DE L'ÉMISSION THERMIQUE DE LA COUCHE SENSIBLE .	29
I. — Généralités	29
II. — Etude d'un amplificateur pour courant alternatif	30
III. — Etude d'un amplificateur pour courant continu	37
IV. — Conclusions	39
<i>Troisième partie.</i> — RÉALISATION D'APPAREILS DESTINÉS A DÉCELER DES FLUX LUMINEUX TRÈS FAIBLES.	41
I. — Appareils intégrateurs (amplificateurs pour courant continu ou alternatif)	41
II. — Appareils numérateurs : photo-compteurs. Réalisation de photo-compteurs à cathode de cuivre et résultats relatifs à l'effet photo-électrique du cuivre	53
CONCLUSIONS	66

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EFFET DE GRENAILLE PUR. APPLICATION A L'AMPLIFICATION DES COURANTS PHOTOÉLECTRIQUES TRÈS FAIBLES

Par

ANDRÉ BLANC-LAPIERRE

Agrégé-préparateur à l'Ecole Normale Supérieure.

INTRODUCTION

Depuis Schottky⁽¹⁾, on sait que l'une des causes de bruit de fond dans les amplificateurs réside dans la structure électronique de l'électricité. Les fluctuations créées par cette structure sont connues sous le nom d'effet de grenaille. Un courant électrique constant est, en réalité, une suite d'électrons et chacun d'eux provoque une oscillation par choc du système amplificateur. Si le courant d'entrée I , à amplifier, est constant, la réponse de l'amplificateur ne sera ni constante ni nulle; elle sera représentée par une fonction du temps $x(t)$ qui résultera de la superposition des oscillations produites par chaque électron du courant I . Soit $\overline{x(t)}$ la valeur moyenne de $x(t)$; si $g(\nu)$ est le gain de l'amplificateur pour la fréquence ν et si e est la charge de l'électron, Schottky a montré que le carré moyen $\overline{[x(t) - \overline{x(t)}]^2}$ était donné par la relation :

$$\overline{(x - \overline{x})^2} = \int_0^\infty 2eI g^2(\nu) d\nu. \quad (1)$$

Il revient au même de dire que la bande de fréquences $\nu, \nu + d\nu$ apporte à $\overline{(x - \overline{x})^2}$ la contribution $2eI g^2(\nu) d\nu$.

La formule (1) permet de calculer la valeur efficace du bruit créé par l'effet de grenaille à la sortie d'un dispositif linéaire quelconque.

Certains montages amplificateurs ont posé des problèmes plus difficiles. L'étude du bruit de fond dans les détecteurs réclame en effet la connaissance de moyennes d'ordre plus élevé que le second. Prenons par exemple

(1) W. SCHOTTKY. *Annalen der Physik*, 57 (20 décembre 1918), 541.

un amplificateur linéaire dont la tension de bruit à la sortie est représentée par la fonction du temps $x(t)$. Supposons qu'il soit suivi d'un détecteur quadratique; les fluctuations à la sortie du détecteur auront pour carré moyen $(x^2 - \overline{x^2})^2$ ce qui représente une moyenne du quatrième ordre. Un détecteur de caractéristique $y = x^n$ ferait intervenir une moyenne d'ordre 2^n . On voit que pour résoudre les problèmes qui peuvent se poser ainsi, il faut connaître beaucoup plus de propriétés de la fonction fluctuante $x(t)$ que n'en renferme la simple valeur de la moyenne $\overline{x^2(t)}$. La complication croissante des problèmes que l'on est ainsi amené à se poser réclame des renseignements de plus en plus précis sur la fonction fluctuante $x(t)$.

Dans la première partie de cette étude, j'indique les résultats de recherches expérimentales sur les fluctuations à la sortie d'un amplificateur linéaire attaqué par une suite indéfinie de chocs très brefs, égaux, désordonnés. J'étudie en particulier comment ces fluctuations se modifient lorsqu'on passe de séries à chocs très espacés, en moyenne, à des séries plus denses. Pour les très grandes valeurs de la densité, les résultats expérimentaux se laissent représenter par une loi de Laplace-Gauss.

Un courant photo-électrique ou thermo-électronique est assimilable en général à une suite d'impulsions du type précédent, aussi les résultats de la première partie permettent-ils de discuter la sensibilité des appareils destinés à déceler de très faibles courants photo-électriques (II^e partie).

Cette discussion conduit à les classer en différentes catégories. Pour chaque type, j'ai réalisé un montage à grande sensibilité. Dans la troisième partie, je décris la construction de ces divers appareils et j'indique les résultats qu'ils m'ont permis d'obtenir.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Qu'il me soit permis d'exprimer ici ma profonde reconnaissance à M. Georges Bruhat, Directeur du Laboratoire de Physique, pour les précieux conseils qu'il m'a donnés et pour l'intérêt qu'il n'a cessé de porter à l'évolution de mes recherches. Je prie aussi M. Yves Rocard, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, de trouver ici l'expression de ma gratitude pour ses conseils éclairés.

Je remercie enfin mes camarades et le personnel du Laboratoire pour leur cordial concours.

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE DES FLUCTUATIONS A LA SORTIE D'UN AMPLIFICATEUR LINÉAIRE ATTAQUÉ PAR DES CHOCS TRÈS BREFS, ÉGAUX ET DÉSORDONNÉS

I. — PRINCIPAUX RÉSULTATS THÉORIQUES

Cette étude présente de l'intérêt parce que les résultats auxquels elle conduit peuvent s'appliquer aux fluctuations créées par le caractère discontinu de l'électricité toutes les fois que l'on peut considérer que chaque électron agit indépendamment des autres. C'est ce qui a lieu pour les courants photo-électriques et thermo-électroniques en l'absence de charge d'espace. Dans les théories courantes de l'effet de grenaille, on suppose souvent plus ou moins implicitement que l'intervalle moyen entre deux chocs est très faible par rapport aux périodes et aux constantes de temps de l'appareil amplificateur. Il en est ainsi dans beaucoup de cas pratiques ; cependant, dans cette étude, je ne ferai pas cette hypothèse et j'examinerai ce qui se passe pour une valeur ρ absolument quelconque de la densité des chocs dans le temps. Cela présente les trois avantages suivants :

α) Il n'est pas exclu d'envisager l'éventualité d'une densité très faible ou d'un amplificateur très vite amorti. Dans ces deux cas l'hypothèse précédente n'est plus valable.

β) L'étude de la variation des propriétés des fluctuations en fonction de ρ conduit à une analyse plus précise du régime statistique qui les régit.

γ) Enfin, une telle étude a l'avantage de montrer nettement l'importance des écarts qui peuvent exister entre les phénomènes correspondant à une valeur finie de ρ et leur limite lorsque ρ devient très grand. Elle permet ainsi de préciser les cas dans lesquels on a le droit d'utiliser des formules asymptotiques en donnant l'ordre de grandeur des erreurs qu'elles entraînent.

J'ai fait par ailleurs une étude mathématique des propriétés de la fonction fluctuante $x(t)$ valable dans le cas d'une densité quelconque ⁽¹⁾. J'en rappelle les résultats essentiels après avoir précisé les hypothèses sur lesquelles elle repose.

(1) BLANC-LAPIERRE. *Comptes Rendus*, 217 (1943), 73 et 216 (1943), 42.

A. — Répartition des chocs dans le temps. — Il faut tout d'abord indiquer ce que l'on entend par le mot « désordonnés ». Considérons un intervalle de temps T très grand ; soit N le nombre de chocs qu'il contient. Affirmer l'existence d'une densité ρ , c'est dire que, pour des valeurs assez grandes de T , le quotient N/T diffère aussi peu qu'on le veut de ρ , sauf dans des cas dont l'ensemble correspond à une probabilité très faible. Si T est assez grand, on a approximativement : $N = \rho T$; dire que la distribution est totalement désordonnée dans l'intervalle T , cela signifie qu'on peut l'obtenir en jetant au hasard et indépendamment les uns des autres, les ρT points sur le segment T de l'axe des temps, de telle sorte qu'aucune portion de ce segment ni aucun point à répartir n'aient *a priori* un rôle privilégié. Comme la répartition doit être définie sur tout l'axe des temps, on prendra comme propriétés caractéristiques celles que l'on déduit du passage à la limite $T = \infty$. Les propriétés limites obtenues sont les suivantes :

α) La probabilité P pour qu'un intervalle de temps Δt contienne n chocs obéit à la loi de Poisson ; c'est-à-dire que l'on a :

$$P(n, \Delta t) = \frac{(\bar{n})^n e^{-\bar{n}}}{n!} \quad \text{avec } \bar{n} = \rho \Delta t \quad (2)$$

β) Il y a indépendance entre deux intervalles de temps n'ayant aucune partie commune.

B. — Définition de l'amplificateur. — Je le suppose linéaire ; j'entends par là essentiellement que si ses réponses aux courants d'entrée $I_1(t)$, $I_2(t)$, ... $I_K(t)$ sont respectivement $R_1(t)$, $R_2(t)$..., $R_K(t)$, sa réponse à

$I(t) = \sum_1^K I_K(t)$ sera :

$$R(t) = \sum_1^K R_K(t). \quad (3)$$

Pour définir mathématiquement une telle correspondance, on se donnera la réponse à des fonctions $I(t)$, particulièrement simples. En pratique on procède de deux façons :

α) Si on utilise la décomposition en intégrales de Fourier, on est ramené à définir l'amplificateur par la réponse :

$$R_\nu(t) = g(\nu) \cos \{ 2\pi \nu t + \varphi(\nu) \} \quad (4)$$

correspondant à :

$$I_\nu(t) = \cos 2\pi \nu t. \quad (5)$$

β) On peut aussi définir l'amplificateur par la réponse $R(t)$ à la fonction $I(t)$ définie par les conditions suivantes : $I(t)$ est identiquement nulle partout sauf dans un intervalle $-\varepsilon, +\varepsilon$ entourant l'origine. ε est supposé

très petit vis-à-vis des constantes de temps des appareils de mesure. On a de plus $\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} I(t)dt = 1$. Je dirai que $I(t)$ représente une impulsion très brève de valeur un, reçue à l'instant $t=0$. J'aurai par la suite à considérer des séries de chocs égaux et très brefs. L'impulsion correspondant à chacun d'eux ne sera plus égale à l'unité. Je désignerai par q sa valeur. D'ailleurs, souvent, q sera égal à la charge e de l'électron. La condition de linéarité telle qu'elle a été définie n'impose rien de plus aux fonctions $g(v)$ et $\varphi(v)$ d'une part, ou à la fonction $R(t)$ d'autre part. On ne peut cependant se donner ces fonctions arbitrairement. Cela tient à ce que les amplificateurs linéaires réalisables par combinaison de tubes, supposés sans distorsion, de selfs, de capacités, et de résistances, sont soumis à d'autres restrictions qui tiennent au fait que leurs propriétés dérivent

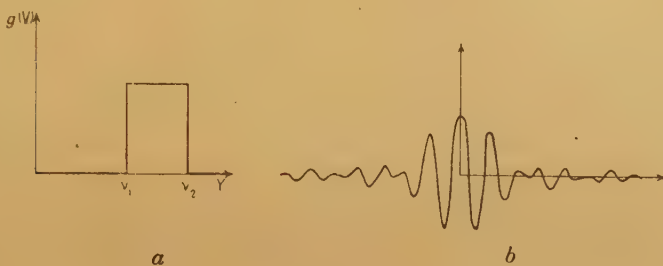


FIG. 1.

d'équations différentielles linéaires à solutions amorties. En particulier, la fonction $R(t)$ est nécessairement nulle pour $t < 0$ (car la perturbation causée par un choc lui est postérieure). Pour t positif, $R(t)$ est représenté par une somme d'exponentielles Ae^{at} ou $At^k e^{at}$ où la partie réelle de a est essentiellement négative : $g(v)$ et $\varphi(v)$ ne peuvent pas, non plus, être choisies arbitrairement. Il n'existe pas, par exemple, d'amplificateur pour lequel $g(v)$ a la forme représentée par la figure 1a tandis que l'on aurait $\varphi(v) \equiv 0$. En effet, un tel appareil aurait une réponse $R(t)$ dont la forme est indiquée sur la figure 1b. Cette réponse est inadmissible puisqu'elle n'est pas nulle pour les valeurs négatives du temps.

Ces précisions étant données, pour établir les résultats qui suivent, il suffit de supposer la linéarité en ajoutant quelques conditions très peu restrictives et toujours remplies dans le cas des amplificateurs réels, destinées à assurer la convergence de certaines expressions mathématiques.

C. — Rappel de résultats théoriques. — a) Si les chocs sont très rapprochés à l'échelle des constantes de temps de l'amplificateur, c'est-à-dire, si les perturbations produites respectivement par chacun d'eux interfèrent largement, la fonction fluctuante $x(t)$ obéit à une loi de Laplace-Gauss. D'une manière plus précise, la probabilité pour que l'écart

à la moyenne $X = x(t) - \overline{x(t)}$ ait les valeurs X_1 et X_2 aux instants t_1 et t_2 (à dX_1 et dX_2 près) est donnée par la relation :

$$dP = \frac{1}{2\pi\sqrt{f^2(0) - f^2(\theta)}} e^{-\frac{1}{2} \frac{f(0)(X_1^2 + X_2^2) - 2f(\theta)X_1X_2}{f^2(0) - f^2(\theta)}} dX_1 dX_2 \quad (6)$$

où $\theta = t_2 - t_1$. La fonction $f(\theta)$ qui représente la moyenne $\overline{X_1 X_2}$ est ce qu'on appelle la fonction de corrélation ⁽¹⁾; elle se calcule à partir de $R(t)$ par la relation :

$$f(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} q^2 \rho R[t_2 - t] R[t_1 - t] dt. \quad (7)$$

ou à partir de $g(v)$, par la relation :

$$f(\theta) = 2q^2 \rho \int_0^\infty g^2(v) \cos 2\pi v \theta dv. \quad (8)$$

Dans les relations (7) et (8) q représente l'impulsion correspondant à un choc. Si on fait $\theta = 0$ la fonction $f(\theta)$ redonne la valeur du carré moyen $\overline{X^2}$. Si l'on veut analyser le carré moyen $\overline{X^2}$ en mettant en évidence la contribution des différentes fréquences, on est conduit à définir la composante spectrale $\overline{X_v^2}$ et à la relier à $f(\theta)$ par les formules de Bernamont ⁽²⁾ :

$$\overline{X^2} = \int_0^\infty \overline{X_v^2} dv \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f(\theta) = \int_0^\infty \overline{X_v^2} \cos 2\pi v \theta dv \\ \overline{X_v^2} = 4 \int_0^\infty f(\theta) \cos 2\pi v \theta d\theta \end{array} \right\} \quad (10)$$

La formule (6) montre d'ailleurs que la fonction $f(\theta)$ définit complètement les propriétés statistiques de $x(t)$. Il est donc superflu d'insister sur l'importance qu'elle a dans les calculs. Mais il y a plus ; elle a un sens physique très net, c'est elle qui caractérise la continuité dans le temps du phénomène, c'est par elle que les fluctuations à l'instant t_2 sont « liées » aux fluctuations à l'instant t_1 . Lorsque θ augmente, $f(\theta)$ tend vers 0. Pour des valeurs assez grandes de θ cette liaison disparaît peu à peu, $x(t_1)$ et $x(t_2)$ deviennent à peu près indépendants ; au temps t_2 , l'appareil a « oublié » ce qui se passait en t_1 . Il est remarquable que, dans le cadre de l'approximation gaussienne où nous nous trouvons, $f(\theta)$ est entièrement défini par $g(v)$. $\varphi(v)$ n'intervient nullement dans les propriétés statistiques de $x(t)$.

⁽¹⁾ COURTINES. *Les fluctuations dans les appareils destinés aux mesures électriques*. Congrès int. d'Electricité, I (1932), 545, Paris.

⁽²⁾ BERNAMONT. *Annales de Physique*, 7 (1937), 84.

Cela s'explique facilement par les considérations suivantes : pour calculer la valeur d'une moyenne ayant un sens expérimental, il suffit de la calculer pendant un temps T très grand par rapport aux temps de corrélation (c'est-à-dire aux temps pour lesquels $f(0)$ n'est pas encore négligeable). Un procédé de calcul commode consiste à supposer que, de part et d'autre de cet intervalle T , la fonction $x(t)$ se reproduit périodiquement avec la période T . On peut alors la décomposer en une série de Fourier qui, pour une origine convenable du temps, se formule par :

$$x(t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \left\{ \frac{2\pi n t}{T} + \varphi_n \right\}. \quad (11)$$

On peut montrer que, lorsque l'approximation constituée par la loi de Laplace-Gauss est légitime, il y a incohérence parfaite entre les phases des différentes fréquences. Rien d'étonnant alors à ce que le déphasage $\varphi(v)$ ne joue plus aucun rôle ⁽¹⁾.

b) Si l'on ne considère pas des densités telles que les réponses aux différents chocs soient profondément mêlées par l'amplificateur, les résultats précédents ne sont plus valables. Les propriétés de $x(t)$ sont alors représentables par une loi de probabilité qui se formule au moyen d'une série en $\frac{1}{\rho\tau}$ où τ représente la constante de temps de l'amplificateur. L'approximation précédente revient à ne prendre que le premier terme de cette série, elle est d'autant plus justifiée que $\rho\tau$ est plus grand. Si la densité n'est pas grande, les formules (7) (8) (9) (10) qui ne font intervenir que les moyennes du second ordre restent toujours valables. Mais la fonction de corrélation qui, strictement, ne caractérise que les moyennes de second ordre $\overline{X_1^2}$, $\overline{X_1 X_2}$, X_2^2 et qui, pour les fortes densités, à cause de la relation (6), s'est trouvée en fait déterminer toutes les propriétés statistiques de $x(t)$ perd ce rôle privilégié. Elle ne représente que quelques moyennes parmi l'infinité des moyennes $\overline{X_1^2 X_2^2}$ nécessaires à une définition totale de $x(t)$. L'incohérence de phases précédemment signalée ne devient plus qu'approximative et la fonction $\varphi(v)$ reprend peu à peu de l'importance. Il est toujours possible de représenter correctement les propriétés du second ordre de $x(t)$ par une loi de Laplace-Gauss mais elle ne représente plus les propriétés d'ordre supérieur. C'est pour cela que pour étudier expérimentalement les écarts à cette loi, à côté d'une étude directe de la répartition des valeurs de x , on peut s'adresser à un détecteur quadratique qui offre l'avantage de faire intervenir une moyenne du quatrième ordre tout en étant physiquement réalisable par exemple au moyen d'un thermo-couple.

⁽¹⁾ Dans le cadre de ce que j'ai appelé l'approximation gaussienne, M. Fränz a étudié par l'emploi des séries de Fourier, de nombreux problèmes posés par les fluctuations après des détecteurs variés.

FRANZ. *Elektrische Nachrichten Technik*, 17 (1940), 215 ; *Hochfrequenz Technik*, 57 (1941), 146 ; *Elektrische Nachrichten Technik*, 19 (1942), 167.

J'indique enfin une relation qui explicite les résultats généraux précédents dans le cas du détecteur quadratique et qui sera utile à l'interprétation des expériences qui vont suivre. Soit un amplificateur linéaire ($g(v)$ et $\varphi(v)$) ne transmettant pas la composante continue, de sorte que l'on a : $X(t) = x(t)$. Faisons-le suivre d'un détecteur quadratique $y = x^2$. Si je désigne par Y la variable centrée $Y = y - \bar{y}$, sa composante spectrale $\bar{Y}_v^2$ pour les très faibles fréquences est donnée par la relation valable quel que soit ρ :

$$\bar{Y}_{v=0}^2 = 8q^4 \rho^2 \int_0^\infty g^4(v) dv + 8q^4 \rho \left[\int_0^\infty g^2(v) dv \right]^2 \quad (12)$$

on a par ailleurs :

$$\bar{y} = 2q^2 \rho \int_0^\infty g^2(v) dv.$$

Dans la relation (12), le premier terme est le seul à considérer si on se borne à l'approximation correspondant à la loi de Laplace-Gauss tandis que le second terme matérialise l'écart à cette loi. Si ρ est très grand, on peut le négliger. Il peut paraître étonnant de ne pas voir $\varphi(v)$ figurer dans cette relation contrairement aux affirmations précédentes. Cela tient à ce que nous ne considérons ici que $\bar{Y}_v^2$ pour $v=0$, mais pour toute autre valeur de la fréquence v , $\varphi(v)$ intervient effectivement dans l'expression de $\bar{Y}_v^2$.

REMARQUE. — Le bruit de fond dû à l'agitation thermique des électrons dans une résistance, étant la résultante d'une très grande multiplicité de phénomènes élémentaires obéit à une statistique gaussienne et, par suite, ses propriétés sont les mêmes que celles de l'effet de grenaille pour les grandes densités.

II. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES FLUCTUATIONS A LA SORTIE D'UN AMPLIFICATEUR

Les expériences que je vais décrire ont pour but l'étude des propriétés de $x(t)$ et, d'une manière plus précise, sa comparaison avec la loi de Laplace-Gauss pour des valeurs de ρ quelconques. Un enregistrement des valeurs de x permet une étude directe de sa fonction de répartition. L'observation des fluctuations du courant redressé par un thermo-couple, donne une appréciation immédiate des écarts à la loi de Gauss. Le matériel mis en œuvre consiste essentiellement en un amplificateur linéaire, une source de chocs et divers appareils d'observation.

A. — CARACTÉRISTIQUES DE L'AMPLIFICATEUR

C'est un amplificateur conforme au schéma de la figure 2. Il a les caractéristiques suivantes :

Fréquence d'accord : 1 000 hertz.

Bande passante : 25 hertz.

Gain pour la fréquence d'accord : 10 000.

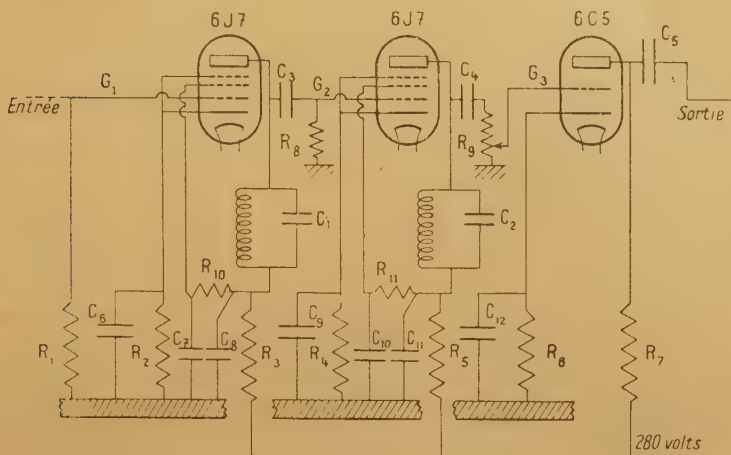


FIG. 2.

Condensateurs.

C_1, C_2	150 000 cm. (mica)	C_6, C_9, C_{12}	25 μ F (électrolytiques)
C_3, C_4	2 000 cm. (mica)	C_7, C_{10}	0,1 μ F (papier)
C_5	250 000 cm. (papier)	C_8, C_{11}	8 μ F (électrolytiques)

Résistances.

R_1	1,5 Ω	R_8, R_9	1 Ω
R_2, R_4, R_6	2 000 ω	R_{10}, R_{11}	2 Ω
R_3, R_5, R_7	50 000 ω		

Diverses valeurs de la résistance d'entrée ont été utilisées ; dans tous les cas, le bruit de fond propre de l'amplificateur est resté inférieur à 1 microvolt sur la grille d'entrée. Il a toujours été très nettement inférieur aux fluctuations étudiées. Pour la fréquence d'accord, le gain par étage est approximativement de 35 (pour les deux premiers) et de 8 pour le dernier étage. La haute tension de l'amplificateur est fournie par une alimentation soigneusement filtrée et stabilisée.

1° Sélectivité. — Elle est créée par les deux circuits oscillants identiques C_1, C_2 . Les capacités sont constituées par des condensateurs au mica de 150.000 cm. Le facteur de surtension :

$$S = \omega L/R \quad (13)$$

est de l'ordre de 30. Expérimentalement, la sélectivité se traduit par l'une ou l'autre des courbes suivantes :

α) COURBE DONNANT LE GAIN EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE (fig. 3) ⁽¹⁾. — On n'a pas eu besoin de déterminer expérimentalement la fonction $\varphi(\nu)$, puisqu'elle n'intervient pas dans la relation (12).

β) COURBE DONNANT LA RÉPONSE $R(t)$ A UNE IMPULSION TRÈS BRÈVE. — La figure 4 représente son enregistrement photographique au moyen d'un oscillographe Dubois. [L'échelle des temps est définie par une sinusoïde correspondant à la fréquence 100]. Cette courbe met bien en évidence la période et la constante de temps de l'amplificateur. Dire qu'un choc est bref, cela veut dire que pendant sa durée, la fonction $R(t)$ n'a pratiquement pas le temps de varier, c'est-à-dire qu'il s'étend sur un intervalle de temps nettement inférieur au millième de seconde. La perturbation créée par un choc dure théoriquement jusqu'à l'infini, mais est pratiquement terminée au bout de quelques centièmes de seconde : 5 pour fixer les idées. Si l'intervalle moyen entre deux chocs est nettement plus grand que 5 centièmes de seconde (densité nettement inférieure à 20), on dira que les chocs interfèrent peu entre eux ou que leur succession est peu dense à l'échelle des constantes de temps de l'amplificateur. Si l'intervalle moyen entre deux chocs est nettement plus petit que 5 centièmes de seconde (densité nettement supérieure à 20), on dira que les chocs interfèrent largement ou que leur succession est très dense à l'échelle des constantes de temps de l'amplificateur.

2° **Linéarité.** — Il importe évidemment de n'utiliser que les portions bien rectilignes des caractéristiques sauf, peut-être, dans des cas dont l'ensemble a une probabilité très faible. L'étude du rapport tension de sortie/tension d'entrée faite, en courant alternatif, pour la fréquence d'accord, montre que, pour des valeurs efficaces de 30 volts à la sortie, (c'est-à-dire pour des valeurs instantanées dont les écarts à la valeur moyenne peuvent atteindre $30\sqrt{2} = 42$ volts), le gain reste constant à 1 ou 2 0/0 près. Au cours des expériences, la tension d'attaque de l'amplificateur pouvait être réduite par un dispositif potentiométrique étalonné qui permettait de maintenir les tensions de sortie dans des limites excluant nettement toute saturation. Des observations à l'oscillographe cathodique permettaient d'ailleurs de vérifier fréquemment ce point très important. Il n'est pas sans intérêt pour la pleine compréhension des phénomènes qui interviennent dans le fonctionnement de l'amplificateur excité par chocs,

(1) Plus exactement la courbe représentée par la figure 3 donne le carré du gain en fonction de la fréquence ; elle a été déterminée directement au moyen du thermo-couple utilisé plus loin. A cause de la faible résistance de son circuit de chauffage, il doit être « adapté » à la sortie de l'amplificateur par un transformateur. J'ai vérifié que la sélectivité de ce dernier est beaucoup trop faible pour modifier celle de l'amplificateur de façon sensible.

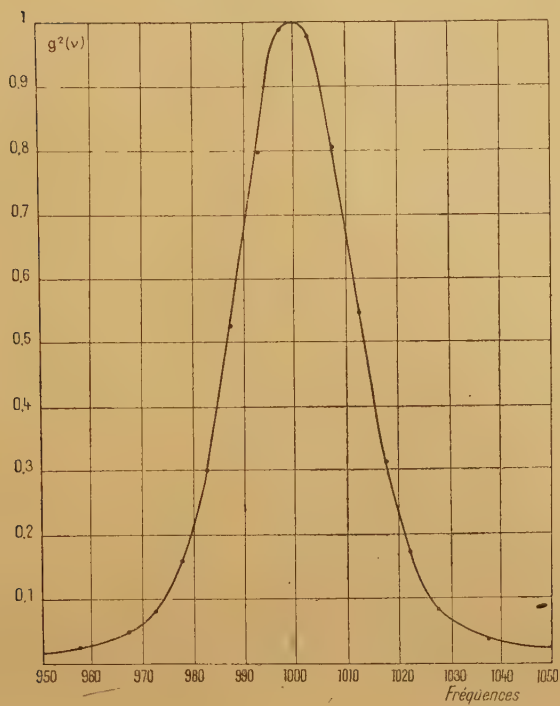


FIG. 3.

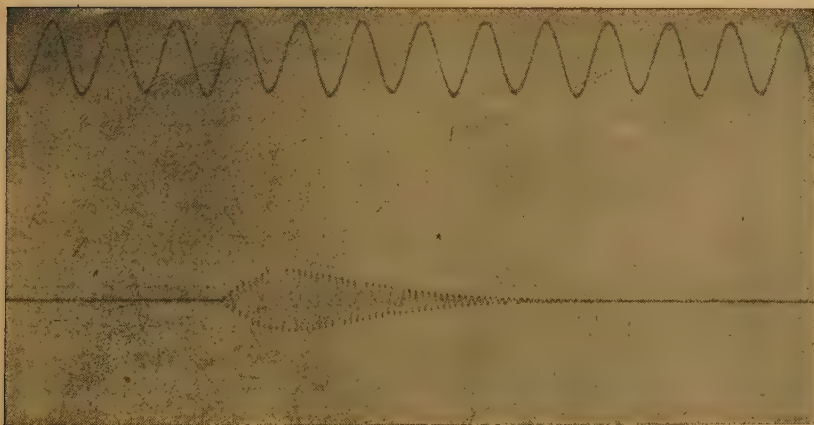


FIG. 4.

d'indiquer comment se pose *a priori* le problème de la non-saturation par le bruit de fond. Il se pose différemment pour les grandes densités et pour les faibles densités.

α) FORTES DENSITÉS. — La répartition des valeurs de x est alors approximativement gaussienne. Si on fait en sorte d'avoir, à la sortie, une valeur efficace de 8 volts, la probabilité d'atteindre 40 volts (valeur pour laquelle les écarts à la linéarité sont encore très faibles) n'est que de l'ordre du millionième. Dans ces conditions, on n'aura donc pas de saturation sensible pour le troisième étage. Il n'y en aura pas non plus pour le second, car sa sélectivité intervient très peu, le bruit de fond étant déjà considérablement filtré par l'étage précédent; mais il faut examiner plus attentivement ce qui se passe sur la grille d'entrée G_1 qui n'est protégée par aucun organe sélectif et est par suite soumise à une bande de fréquences bien plus large que les étages suivants. Comme il ne s'agit ici que d'ordre de grandeur, on peut assimiler l'amplificateur à un appareil ayant un gain constant et égal à 10 000 dans une bande de 25 hertz et coupant intégralement toutes les autres fréquences. Le carré moyen, pour cette bande, rapporté à G_1 , sera de $64 \cdot 10^{-8}$ volts². Mais, en réalité, la grille G_1 est soumise à une bande de fréquences qui n'est limitée que par la constante de temps de l'entrée de l'amplificateur (résistance et capacité). Prenons le cas d'une résistance d'entrée de 1 mégohm et d'une capacité de 50 cm. ce qui correspond à une constante de temps τ de $5 \cdot 10^{-5}$ sec. Au point de vue du calcul des carrés moyens, cela correspond à une bande passante égale à :

$$\frac{1}{4\tau} = \frac{1}{4 \times 5 \cdot 10^{-5}} = \frac{10^5}{20} = 5 \cdot 10^3 \text{ hertz,}$$

le carré moyen correspondant est égal à :

$$\frac{64 \cdot 10^{-8} \cdot 5 \cdot 10^3}{25} = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ volts}^2.$$

Le domaine de linéarité correspond au moins à une variation de 2 volts du potentiel de G_1 . Cette grille ne peut donc être saturée que pendant un temps dont la probabilité est pratiquement nulle.

β) FAIBLES DENSITÉS. — Les réponses aux chocs successifs restent alors distinctes, sauf dans des cas très peu probables. Par suite de la rareté des chocs, on a intérêt, pour avoir des valeurs appréciables à la sortie, à les amplifier le plus possible, tout en évitant la saturation en un point quelconque du montage. La transformation progressive d'un choc à travers l'appareil est représentée par le schéma 5 qui n'a aucune prétention à la rigueur. En fonction des caractéristiques du choc (v et θ supposé très bref) et des circuits oscillants (ω , L , C , R) et de la pente p des lampes, il est aisé de calculer b et a ; on trouve, en supposant grandes les constantes de

temps des liaisons entre étages, et, en supposant les circuits oscillants à coefficient de surtension S élevé :

$$a = 8(v\theta) \frac{p^2}{C^2} \frac{S}{\omega e} \quad (14) \quad \text{et} \quad b = (v\theta) \frac{p}{C} \quad (15)$$

faisons dans les formules précédentes

$p = 0,001$ amp./volt,
 $S = 30$, $\omega = 6,28 \cdot 10^3$,
 $C = 150\,000$ cm.; il vient :

$$a = 64 \cdot 10^4 (v\theta) \quad (16)$$

$$b = 6,6 \cdot 10^3 (v\theta) \quad (17)$$

si les chocs sont assez rares pour que la probabilité d'avoir deux réponses s'ajoutant effectivement soit assez faible, on pourra prendre $a = 16$ volts, ce qui entraîne :

$$v\theta = 2,5 \cdot 10^{-5}$$

volts $\times$ secondes.

On aura alors :

$b = 6,6 \cdot 10^3 \times 2,5 \cdot 10^{-5} = 0,16$ volt, ce qui exclut toute saturation en G_2 . Pour qu'il n'y ait pas de saturation en G_1 , il faudra prendre v assez petit. On aura toute sécurité en prenant $v = 0,5$ volt et, pour obtenir la valeur précédemment calculée de l'impulsion $v\theta$, il faudra prendre $\theta = 0,5 \cdot 10^{-4}$ sec. Pour avoir une valeur notable de l'amplitude maxima a , tout en évitant la saturation de la première grille qui se produirait si v était trop grand, on est obligé de donner aux chocs une durée θ assez grande. Evidemment cette durée doit rester petite devant la période de l'amplificateur.

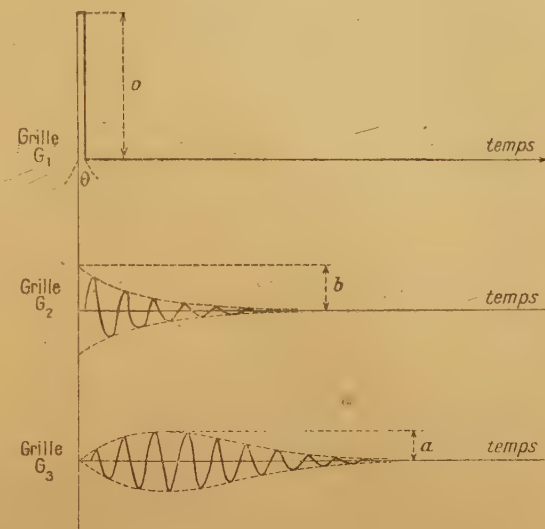


FIG. 5.

B. — SOURCES DE CHOC

Les chocs dont je veux étudier les effets sur l'amplificateur sont astreints aux conditions suivantes : ils doivent être *brefs, égaux et désordonnés*. Ces trois hypothèses s'imposent d'ailleurs, comme je vais le montrer, d'une façon plus ou moins stricte suivant les cas. Pour obtenir des séries d'impulsions à forte densité, j'ai utilisé l'émission thermo-électronique ou photo-électrique d'une couche d'oxyde de césium sur argent. Les séries à faible densité ont été produites par des suites de décharges d'un photo-compteur soumis à un rayonnement très faible.

1° **Séries denses.** — Elles sont constituées par le courant de sortie d'un multiplicateur électronique à 10 étages représenté par la figure 6. La lumière incidente tombe sur la cathode P_0 recouverte d'argent, d'oxyde de césium et de césium ; $P_1, P_2 \dots P_{10}$, sont des plaques émettrices de constitution analogue à P_0 ; $A_1, A_2 \dots A_{10}$, les plaques accélératrices, G une électrode en forme de grille qui laisse les électrons atteindre l'anode A reliée au circuit d'utilisation U.

J'ai ainsi obtenu des densités de valeurs approximativement égales

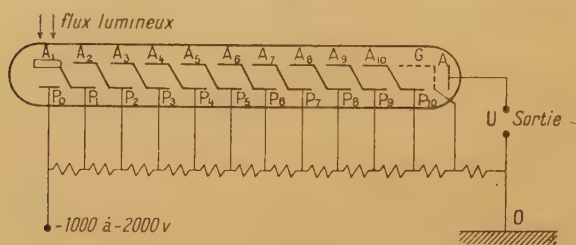


FIG. 6.

à $10^6, 10^7$ et $6 \cdot 10^7$ chocs/sec. La plus faible correspond à l'émission thermique de la couche d'entrée ; les deux autres correspondent à des courants photoélectriques dont la mesure a

été faite très simplement en hachant le flux lumineux à la fréquence d'accord de l'amplificateur.

Que peut-on dire des chocs transmis en U à l'amplificateur ? (1) L'hypothèse 3 (*chocs désordonnés*) est évidemment satisfaite. La charge d'espace est beaucoup trop faible pour intervenir. L'avalanche électronique qui résulte en U de l'émission d'un électron par une des couches P est certainement *très brève* par rapport au millième de seconde, mais les chocs *ne sont pas égaux*. Ceci pour deux raisons : il y a des fluctuations dans l'émission secondaire (2) et, d'autre part, il y a des électrons émis par effet thermique, non seulement par P_0 , mais aussi par $P_1, P_2 \dots P_{10}$ et tous ne subissent pas la même amplification. Cela n'a pas d'importance car on a affaire à de très fortes densités pour lesquelles la loi de Laplace-Gauss s'applique. Or, pourvu que la densité des chocs soit assez grande, l'existence d'une fluctuation dans l'amplification de chaque choc ne détruira pas le caractère gaussien de $x(t)$ et par suite n'altérera pas la

valeur des fluctuations relatives $\frac{\overline{x^2 - \bar{x}^2}}{(\bar{x})^2}$; on peut aussi se demander si,

par suite de la faible valeur de la fréquence d'accord, l'effet Schottky pur n'est pas altéré par le phénomène connu sous le nom d'effet de scintillation ou flicker-effect (3) (4). Ce phénomène consiste essentiellement en un

(1) A chaque électron quittant P_0 est associée en U une avalanche électronique très brève.

(2) HAJO BRUINING. *Die Sekundär Elektronen Emission fester Körper*, Berlin (1942).

(3) WALTER SCHOTTKY. Small-shot effect and flicker-effect. *Physical Review*, 28 (1926), 74.

(4) J. B. JOHNSON. *Physical Review*, 25 (1925), 71.

accroissement anormal de l'effet de grenaille aux basses fréquences. Schottky l'attribue à des modifications locales des propriétés émissives de la surface, qui seraient produites par la fixation d'atomes étrangers. La durée de séjour de ces derniers sur la surface est assez longue (10^{-1} , 10^{-2} , 10^{-3} sec). En fait, le flicker-effect étant proportionnel au carré de l'intensité (alors que l'effet de grenaille pur est un effet du premier ordre), il a très peu de chances d'être appréciable pour les très faibles intensités qui interviennent dans mes expériences. De plus, fut-il appréciable, étant donné la très grande fréquence des déplacements d'atomes étrangers sur la surface (ordre de grandeur 10^{+7} à 10^{+13} par seconde et par centimètre carré) il n'altérerait pas le caractère gaussien des fluctuations et comme, par ailleurs, la sélectivité du flicker-effect est faible dans l'étroite bande de fréquences amplifiées, elle n'intervient pratiquement pas, c'est-à-dire qu'on a toujours la forme de *fluctuations gaussienne caractéristique de l'amplificateur*.

2° Séries peu denses. — J'ai utilisé des séries de décharges produites par un photo-compteur, ce dernier recevait le flux lumineux émis par une lampe à hydrogène convenablement atténué par un diffuseur de magnésie. Une série de diaphragmes permettait de faire varier le flux admis. Il s'agit ici de faibles densités (variant de 1 à 45 coups/sec). Il importe donc de satisfaire au mieux aux trois conditions imposées aux chocs. Pour avoir des chocs bien *égaux*, le photo-compteur était asservi à un relaxateur du type Maze (¹). Les constantes de temps étaient réglées pour produire des chocs d'une durée approximative de 10^{-4} sec. Si l'on cherche à produire des densités de plus en plus fortes, il arrive un moment où le temps de résolution du relaxateur, finit par éliminer un fort pourcentage de chocs et par détruire le caractère désordonné. Il était donc essentiel de vérifier que, pour les densités étudiées, la répartition des chocs dans le temps *obéissait bien à la loi de Poisson*. J'ai procédé à la vérification de deux sortes de conséquences de cette loi.

α) ETUDE DES FLUCTUATIONS DE LA RÉPONSE $x(t)$ D'UN GALVANOMÈTRE ATTAQUÉ PAR DES CHOCs DE DENSITÉ ρ . — Un galvanomètre étant un dispositif linéaire est équivalent à un amplificateur. Aussi, *dans ce paragraphe*, je conserve la désignation $x(t)$ pour représenter la réponse du galvanomètre attaqué par les suites de chocs à étudier. J'appelle $\bar{x}$ la moyenne de $x(t)$ et δ l'écart quadratique moyen correspondant.

On déduit, d'une part, de la proportionnalité existant entre $\bar{x}$ et ρ , et, d'autre part, de la relation (1) dite de Schottky (qui est, elle-même, une conséquence de la loi de Poisson) la relation :

$$\log \delta / \bar{x} = \frac{\sqrt{(x - \bar{x})^2}}{\bar{x}} = K - 0,5 \log \bar{x} \quad (18)$$

où K est une constante.

(¹) MAZE. *Thèse de Doctorat*, Faculté des Sciences de Paris (1941) p. 29.

Les valeurs de $\bar{x}$ et de δ ont été déterminées à partir de l'enregistrement des fluctuations du spot sur cylindre enregistreur pour 4 valeurs de la densité réparties de 1 à 44 coups/sec. Les moyennes données résultent des elongations prises pour 720 instants régulièrement répartis sur 60 périodes environ. Je me suis assuré que si l'on prenait soit plus de points par période, soit un plus grand nombre de périodes, les variations des résultats étaient inférieures aux limites correspondant à la précision des mesures.

Le galvanomètre utilisé avait une période de 12,5 sec ; les shunts ont toujours été choisis de façon que le galvanomètre reste à l'amortissement critique. Les chocs étaient transmis au galvanomètre à travers le thermocouple. C'est nécessaire pour permettre la comparaison des résultats indiqués ici avec ceux fournis par des expériences décrites plus loin. Cela est légitime parce que, pour les suites de chocs considérées, l'intervalle moyen entre deux chocs est sûrement grand par rapport à la constante de temps *électrique* du circuit de chauffage du thermocouple. Le fait de remplacer l'intensité par son carré revient alors à substituer à une suite de chocs égaux, très brefs et désordonnés une suite présentant également ces propriétés. La constante de temps thermique du thermocouple a simplement pour effet de modifier d'une façon constante la bande passante du galvanomètre (v. p. 23, Rem.).

TABLEAU N° 1

$\bar{x}$	13 800	42 000	247 700	507 800
$\delta/\bar{x}$	0,340	0,190	0,092	0,050

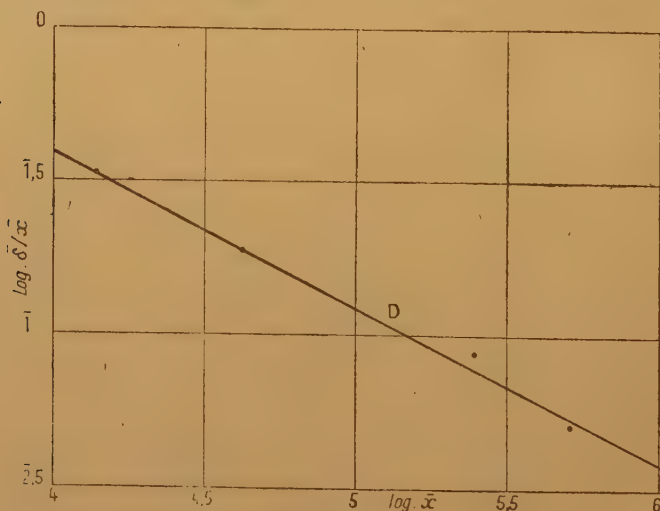


FIG 7.

Les résultats numériques sont contenus dans le tableau n° 1. Les valeurs de $\bar{x}$ sont proportionnelles aux valeurs moyennes de la force électromotrice développée dans le thermocouple. Cette dernière s'obtient en multipliant les valeurs données pour $\bar{x}$ par $2 \cdot 10^{-8}$ volts environ. La figure 7 représente graphiquement les résultats expérimentaux. La droite D est une droite de pente $-0,5$; les points donnent les résultats expérimentaux. On voit que l'accord est satisfaisant.

β) ETUDE DE LA RÉPARTITION STATISTIQUE DES INTERVALLES SÉPARANT DEUX CHOCs CONSÉCUTIFS. — La probabilité calculée à partir de la loi de Poisson pour qu'un tel intervalle excède la valeur τ est $e^{-\rho\tau}$; j'ai enregistré à l'oscillographe Dubois, une série de $N = 939$ impulsions successives issues du relaxateur. Cet enregistrement présente quelques agglomérations de chocs très rapprochés qui ne paraissent pas dues au hasard, mais plutôt au déclenchement par un choc fortuit d'une courte série de décharges. Ces accidents sont d'ailleurs fort rares; si on les néglige, c'est-à-dire, si on

TABLEAU N° 2

$10^2\tau$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
n	939	849	763	660	601	532	471	410	373	328
$10^0\tau$	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
n	312	270	255	224	204	181	173	146	129	114
$10^2\tau$	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29
n	104	91	80	67	61	53	46	43	38	35
$10^0\tau$	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39
n	31	28	24	22	20	18	18	17	17	16
$10^2\tau$	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49
n	16	13	12	8	8	8	7	7	7	7
$10^0\tau$	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59
n	6	5	4	4	4	4	3	3	1	0

limite l'agglomération à son choc initial, l'accord des résultats expérimentaux avec la formule théorique est excellent. Le tableau n° 2 donne le nombre n d'intervalles dont l'étendue excède la valeur τ . La figure 8 représente, sous forme de points, les résultats expérimentaux, la droite qui y est tracée a pour équation :

$$\log \overline{n(\tau)} = \log N - 0,434 \tau \rho. \quad (19)$$

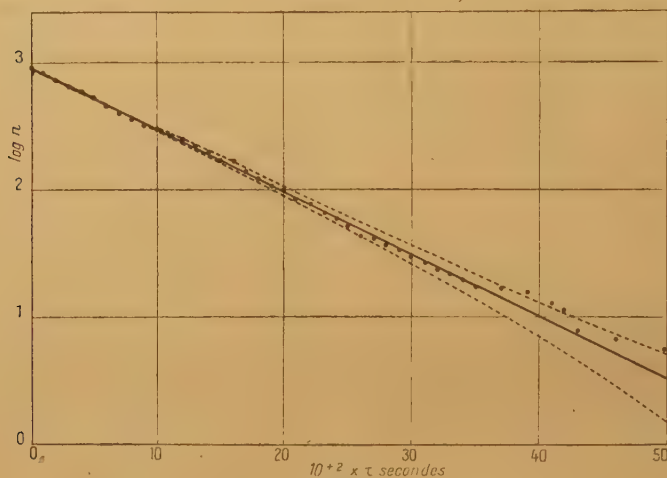


FIG. 8.

Je précise le sens de la notation $\overline{n(\tau)}$; si je fais « une » expérience avec $N = 939$, j'obtiens un certain nombre $n_1(\tau)$ d'intervalles dépassant τ . Mais, si je recommence souvent l'expérience, j'aurai toute une répartition de valeurs, $n_1(\tau), n_2(\tau) \dots$; $\overline{n(\tau)}$ est leur moyenne, soit $[\Delta n(\tau)]^2$ le carré moyen $[\overline{n(\tau)} - \overline{n(\tau)}]^2$; j'ai représenté sur la figure 8 les valeurs de $\log [\overline{n(\tau)} + \sqrt{[\Delta n(\tau)]^2}]$ et de $\log [\overline{n(\tau)} - \sqrt{[\Delta n(\tau)]^2}]$ (courbes pointillées). On voit que les écarts observés n'excèdent pas ceux qu'autorise la loi du hasard.

C. — RÉSULTATS

a) Description qualitative des phénomènes. — Pour comprendre qualitativement comment s'établit peu à peu le régime observé pour les fortes densités, il suffit de comparer les enregistrements des figures 9 et 10 qui représentent la fonction $x(t)$ pour des chocs espacés (fig. 9) et pour des chocs très serrés (fig. 10). Ces enregistrements sont faits au moyen de l'oscillographe Dubois. On voit, dans le premier cas, que les perturbations conservent un caractère individuel et ne se mêlent pas. Il en est ainsi, soit si les chocs sont très espacés, soit si l'amplificateur a une constante de temps très faible (Amplificateurs de télévision par exemple). Dans le

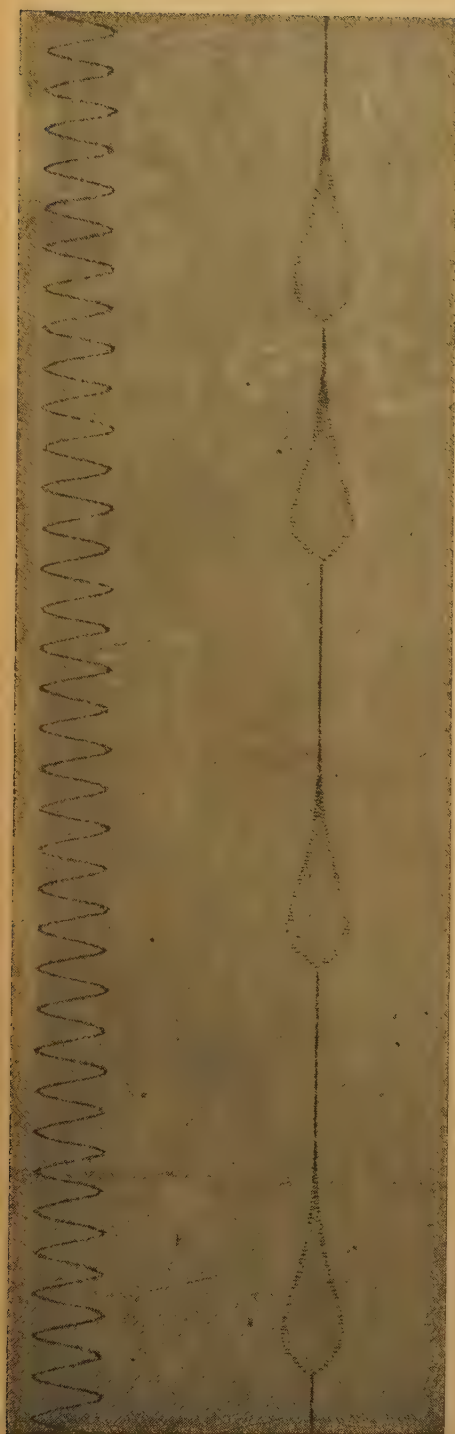


FIG. 9.

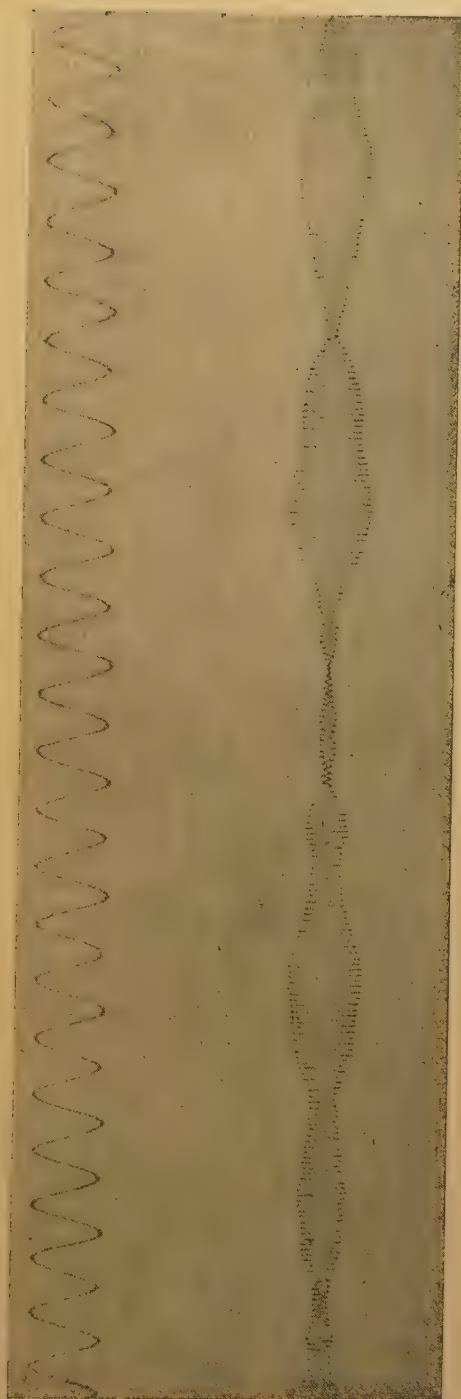


FIG. 10.

second cas, on ne peut plus individualiser un seul choc. Ils se sont tous fondus dans un très grand désordre et le seul élément organisé qui subsiste est la persistance de la période de 10^{-3} sec. On peut considérer qu'on a affaire à une sinusoïde de période 10^{-3} sec dont l'amplitude est modulée de façon assez arbitraire.

b) Etude directe de la répartition des valeurs de $x(t)$ pour les fortes densités. — Sur un enregistrement des valeurs de $x(t)$ analogue à celui de la figure 10 et correspondant à une densité de l'ordre de 10^{+7} électrons/sec j'ai déterminé pendant 1,3 sec environ (exactement pendant 1 288 périodes) les temps $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots \Delta t_p \dots$ qui mesurent l'ensemble des instants pour lesquels la valeur absolue de $x(t)$ est comprise dans l'un des domaines suivants : $0 - 1/2, 1/2 - 2 \times 1/2, 2 \times 1/2 - 3 \times 1/2, \dots, (p-1) 1/2 - p 1/2, \dots$ (l'unité n'a pas de définition plus précise que celle qui consiste à dire qu'elle correspond à 1 mm. sur l'enregistrement). J'ai procédé de la façon suivante : utilisant une remarque antérieure, je suppose que, pendant une durée égale à 10^{-3} sec, il est possible, sans commettre d'erreurs appréciables, d'assimiler $x(t)$ à une sinusoïde exacte ; j'ai alors classé les périodes d'après les valeurs λ du double de l'élongation maxima. Il y a n_1 périodes pour lesquelles $0 < \lambda < 1$, n_2 périodes pour lesquelles $1 < \lambda < 2, \dots n_p$ pour lesquelles on a : $p-1 < \lambda < p, \dots$

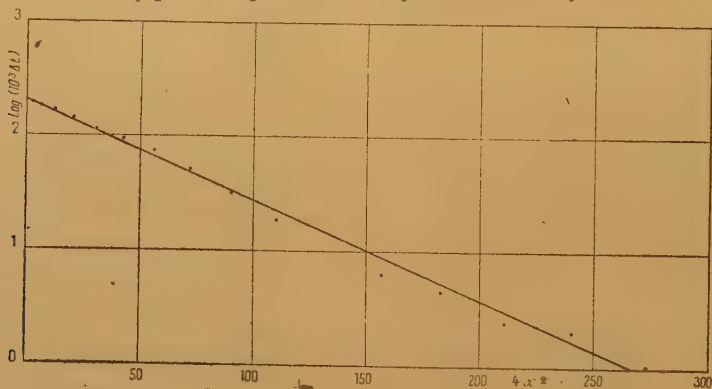


FIG. 11.

Considérons les n_p périodes appartenant à la dernière catégorie. Les valeurs de λ correspondantes sont réparties de $p-1$ à p ; en supposant, une première fois, que tous ces λ valent $p-1$, je calcule les contributions respectives que ces périodes apportent aux intervalles $0 - 1/2, 1/2 - 2 \times 1/2 \dots$; je refais le même calcul en supposant, cette fois-ci, que toutes ces périodes correspondent à $\lambda = p$ et je prends la moyenne entre le résultat des deux calculs. J'obtiens ainsi des valeurs $\Delta t_1, \Delta t_2 \dots$ que j'attribue aux valeurs $1/2, 3.1/2 \dots$ de la variable $2x$. Si on divise par le temps total $T = 1$ sec, 288, on a le temps relatif passé dans chacun de ces intervalles, c'est-à-dire, aux écarts près, la probabilité de séjour dans chacun d'eux. Les résultats sont contenus dans le tableau n° 3. Sur la figure 11

on a représenté les valeurs de $\log (10^3 \Delta t)$ en fonction de celles de $4x^2$; on obtient, très approximativement, une droite. De la pente de cette droite,

TABLEAU N° 3

$2 x $	0,5	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	9,5
$10^3 \Delta t$	201,4	193,5	180,3	164,9	141,6	113,0	93,0	74,0	51,2	32,8
$\Delta t/T$	0,157	0,151	0,140	0,129	0,110	0,088	0,072	0,057	0,040	0,025
$2 x $	10,5	11,5	12,5	13,5	14,5	15,5	16,5			
$10^3 \Delta t$	18,7	6,1	6,3	4,4	2,4	2,1	1,1			
$\Delta t/T$	0,014	0,005	0,005	0,003	0,002	0,002	0,001			

on déduit la probabilité pour que $2x$ soit compris entre a et $a + da$; cette probabilité est donnée par la formule :

$$dP = 0,158 e^{-\frac{a^2}{(7,1)^2}} da. \quad (20)$$

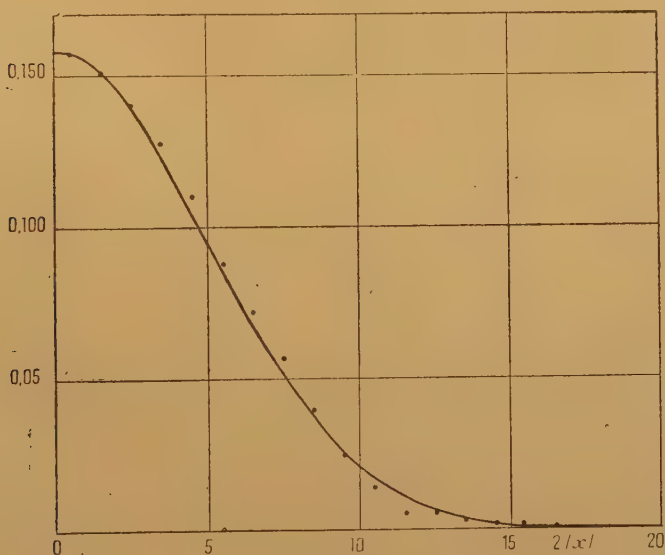


FIG. 12.

La figure 12 représente la courbe :

$$y = 0,158 e^{-\frac{4x^2}{(7,1)^2}} \quad (21)$$

les points correspondent aux valeurs de $\Delta t/T$ contenues dans le tableau n° 3. Les écarts observés paraissent assez faibles pour ne mettre en évidence aucune anomalie vis-à-vis de la loi de Laplace-Gauss.

c) **Etude des fluctuations du courant redressé.** — Le montage utilisé est représenté de façon schématique par la figure 13, il comprend :

- α) la source de chocs ;
- β) l'amplificateur dont la réponse est $x(t)$;
- γ) un thermo-couple qui, traversé par le courant $x(t)$, développe une force électro-motrice égale à $y(t) = x^2(t)$;
- δ) un galvanomètre. Sa période est $T = 12,5$ sec et il est à l'amortissement critique. Son indication est $z(t)$.



FIG. 13.

Calculons d'abord $\bar{z}$ et $\overline{(z - \bar{z})^2} = \delta^2$. On a, évidemment :

$$\bar{z} = K\bar{y} \quad (23)$$

où K est une constante et :

$$\overline{(z - \bar{z})^2} = \int_0^\infty K^2 \bar{y}^2 h^2(\nu) d\nu \quad (24)$$

où $h(\nu)$ définit le « gain » du galvanomètre considéré comme un amplificateur linéaire qui transforme $y(t)$ en $z(t)$.

Par suite de la grande période du galvanomètre on peut écrire :

$$\overline{(z - \bar{z})^2} = K^2 \bar{y}_{\nu=0}^2 \int_0^\infty h^2(\nu) d\nu, \quad (25)$$

en exprimant que le galvanomètre est à l'amortissement critique on détermine la fonction $h^2(\nu)$; on trouve :

$$h^2(\nu) = \frac{1}{\left(1 + \frac{\nu^2}{\nu_0^2}\right)^2} \quad \text{avec} \quad \nu_0 = \frac{1}{T} \quad (26)$$

l'intégrale :

$$\int_0^\infty \frac{d\nu}{\left(1 + \frac{\nu^2}{\nu_0^2}\right)^2} = \frac{\pi}{4T}. \quad (27)$$

En utilisant la valeur de $\overline{y_{v=0}^2}$ donnée par la formule (12), on déduit aisément :

$$\overline{z} = K \cdot 2q^2 \rho A \quad (28)$$

$$\frac{\delta}{z} = \sqrt{\frac{\pi}{2T}} \cdot \sqrt{\frac{B}{A^2} + \frac{1}{\rho}} \quad (29)$$

où :

$$A = \int_0^\infty g^2(v) dv \quad \text{et} \quad B = \int_0^\infty g^4(v) dv. \quad (30)$$

Les grandeurs A et B se calculent à partir de la courbe représentée par la figure 3. En posant arbitrairement $g(1\ 000) = 1$, on trouve : $A = 30,6$ et $B = 20,7$.

Ces formules sont exactes quelle que soit la valeur de ρ ; pour les grandes densités on a les formules asymptotiques suivantes :

$$\overline{z} = K \cdot 2q^2 \rho A \quad (28\ bis)$$

$$\frac{\delta}{z} = \sqrt{\frac{\pi}{2T}} \cdot \sqrt{\frac{B}{A^2}} \quad (29\ bis)$$

valables dans le domaine de l'approximation gaussienne.

Aux faibles densités, on a :

$$\overline{z} = K \cdot 2q^2 \rho A \quad (28\ ter)$$

$$\frac{\delta}{z} = \sqrt{\frac{\pi}{2T\rho}} \quad (29\ ter)$$

Les propriétés de l'amplificateur n'apparaissent plus dans l'expression de $\frac{\delta}{z}$ qui est la même que si le galvanomètre était attaqué directement par les chocs sans que ceux-ci traversent l'amplificateur.

REMARQUE. — Dans toutes les expériences, le thermo-couple est resté branché avant le galvanomètre (même lorsque ce dernier était attaqué directement sans amplificateur). Cette précaution est nécessaire pour tenir compte de l'inertie du thermo-couple. Analysons ce point avec un peu plus de soin. En admettant que le bilan thermique du thermo-couple s'établisse en tenant compte de l'apport $x^2 dt$ d'énergie par le courant $x(t)$ et d'une perte de la soudure chaude vers la soudure froide proportionnelle à leur différence de température (donc à la force électro-motrice E développée dans le thermo-couple), on obtient, sans peine, l'équation différentielle reliant E à y :

$$\tau_1 \frac{dE}{dt} + E = \alpha y. \quad (31)$$

On doit, en toute rigueur, considérer que l'équation différentielle qui relie

$z(t)$ à $y(t)$ est la résultante de celle du galvanomètre et de l'équation (31). Le gain associé à l'équation (31) est $h_1(v)$ défini par :

$$h_1^2(v) = \frac{1}{1 + \tau_1^2 \omega^2} = \frac{1}{1 + 4\pi^2 \frac{v^2}{v_0^2}} \text{ avec } v_1 = \frac{1}{\tau_1} \quad (32)$$

Dans le calcul qui conduit à l'équation (29), il faut remplacer :

$$\int_0^\infty \frac{dv}{\left(1 + \frac{v^2}{v_0^2}\right)^2} \text{ par } \int_0^\infty \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{v_0^2}\right)^2} \frac{v^2}{1 + 4\pi^2 \frac{v^2}{v_1^2}} dv ;$$

la formule (29) gardera la même forme ; seul le facteur $\sqrt{\frac{2\pi}{T}}$ sera modifié.

On voit facilement que cette modification est négligeable si $v_1 \gg v_0$, c'est-à-dire si la constante de temps du thermo-couple est petite devant la période T . L'accord des expériences avec la formule (29) ; montre qu'il en est bien ainsi. Il faut cependant remarquer que même si cette simplification ne se produisait pas, les résultats qualitatifs essentiels de la formule (29) subsisteraient. Lorsque ρ croîtrait à partir des valeurs très faibles, on assisterait toujours au passage progressif d'un régime identique à celui que l'on obtient en envoyant les chocs directement sur le thermo-couple (sans passer par l'amplificateur) à un régime asymptotique limite dont les propriétés ne dépendent plus de la densité.

Dans une première série d'expériences, les chocs sont produits par les décharges d'un photo-compteur faiblement éclairé par le rayonnement d'une lampe à hydrogène diffusé par un bloc de magnésie. Ils attaquent l'ensemble amplificateur, détecteur, galvanomètre. En limitant le faisceau lumineux par des diaphragmes différents, on pouvait obtenir des flux lumineux proportionnels aux nombres 3^2 , 5^2 , 10^2 , 14^2 et 20^2 . Les conditions de l'expérience étaient telles que, en utilisant le diaphragme de 3 mm. de diamètre, la densité était de 1 coup/sec. J'ai contrôlé cette valeur au moyen d'un numérateur mécanique dont les pertes de comptage sont négligeables pour cette vitesse. Lorsque j'utilisais les autres diaphragmes je calculais ρ à partir des valeurs de leurs diamètres D . Le tableau n° 4 donne les résultats de mesures faites sur les enregistrements graphiques de $z(t)$. Comme pour les expériences déjà citées, les moyennes portent sur 60 périodes environ.

Dans une deuxième série d'expériences les chocs produits de la même façon ont attaqué directement le thermo-couple. Les résultats sont contenus dans le tableau n° 5. Il ne faut pas chercher à comparer les valeurs de $\bar{z}$ fournies par le tableau n° 4 avec les valeurs fournies par le tableau n° 5, car les nombres donnés ne sont valables qu'à un facteur multiplicatif près qui a varié d'une série à une autre. On remarque que pour les faibles densités, les valeurs de $\frac{\delta}{\bar{z}}$ sont les mêmes, qu'on utilise, ou non, l'amplificateur.

TABLEAU N° 4

D mm.	ρ coups/sec	$\bar{\varepsilon}$	$\bar{\delta}/\bar{\varepsilon}$
3	1	5 500	0,350
5	2,77	15 130	0,200
10	11,1	77 000	0,130
14	21,7	82 000	0,093
20	44,4	208 000	0,074

TABLEAU N° 5

D mm.	ρ coups/sec	$\bar{\varepsilon}$	$\bar{\delta}/\bar{\varepsilon}$
3	1	13 800	0,340
5	2,77	42 000	0,190
14	21,7	247 700	0,092
20	44,4	507 800	0,050

Enfin, dans une *troisième série d'expériences*, des suites de chocs à fortes densités produites dans le multiplicateur électronique ont été injectées dans l'amplificateur et ont donné les résultats contenus dans le tableau n° 6.

TABLEAU N° 6

ρ	10^6	10^7	$6 \cdot 10^7$
$\bar{\delta}/\bar{\varepsilon}$	0,050	0,050	0,040

La densité 10^6 correspond à l'émission thermique de la cathode du multiplicateur (voir p. 53); les densités plus fortes résultent de la somme de ce courant thermo-électronique et d'un courant photo-électrique.

L'ensemble des résultats expérimentaux est contenu dans les figures 14a et 14b. La figure 14a représente les résultats relatifs aux faibles densités ; elle montre, représentées sur des échelles logarithmiques :

α) La courbe C d'équation (29) et son asymptote D_1 pour les faibles valeurs de ρ dont l'équation est donnée par (29 *ter*).

β) La droite D_2 qui représente, à une translation près, la relation (28).

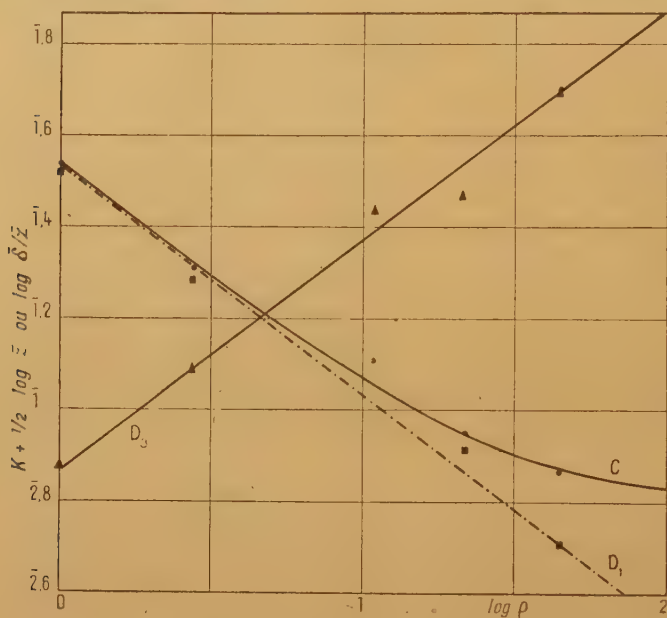


FIG. 14 a.

Les points indiquent les résultats expérimentaux relatifs aux trois séries de mesures déjà décrites :

α) Etude de $\frac{\delta}{z}$ en fonction de ρ pour l'ensemble amplificateur-détecteur-galvanomètre (points ronds).

β) Etude de $\frac{\delta}{z}$ en fonction de ρ pour le galvanomètre attaqué directement (points carrés).

γ) Etude de z en fonction de ρ pour l'ensemble amplificateur-détecteur-galvanomètre (triangles).

On tire de l'examen de la figure 14a les conclusions suivantes :

α) Les valeurs trouvées pour $\frac{\delta}{z}$ dans le cas où on utilise l'amplificateur s'écartent très peu de celles fournies par la courbe C (points ronds).

β) Au contraire les valeurs de $\frac{\delta}{z}$ correspondant au galvanomètre attaqué directement s'écartent progressivement de celles fournies par la courbe C

lorsque ρ croît. Les points carrés représentant ces valeurs se disposent à très peu près sur la droite D_1 asymptote à C pour $\rho = 0$, c'est-à-dire pour $\log \rho = -\infty$. Lorsque les chocs sont très espacés, ils n'interfèrent pas après avoir traversé l'amplificateur et par suite ce dernier ne joue aucun rôle, mais à mesure que ρ croît, l'effet de l'amplificateur se fait progressivement sentir et les valeurs de $\frac{\delta}{z}$ obtenues pour une même valeur de ρ , avec ou sans amplificateur, divergent de plus en plus.

γ) Le fait que les valeurs de $\log \frac{\delta}{z}$ en fonction de ρ se laissent bien représenter par la droite D_3 de pente 0,5 montre que la formule (28) s'applique aux faibles densités.

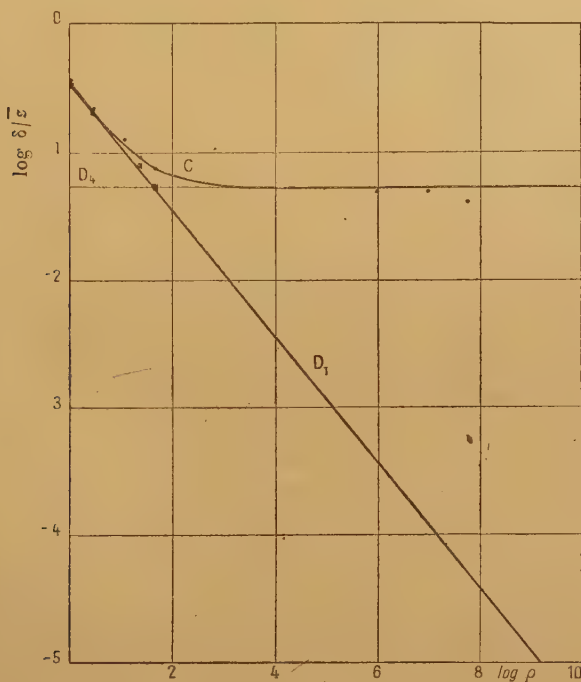


FIG. 14 b.

La figure 14b représente les résultats pour des valeurs quelconques de la densité (la figure 14a était en quelque sorte l'agrandissement d'une de ses parties). Elle montre la courbe C , son asymptote D_1 pour les faibles valeurs de ρ et son asymptote D_2 pour les fortes valeurs de ρ . En plus des points figurant sur 14a, elle contient les points représentant la valeur de $\frac{\delta}{z}$ pour les grandes densités. Ces derniers se placent très près de l'asymptote D_2 .

CONCLUSION. — L'ensemble de ces résultats expérimentaux met bien en évidence le passage progressif, lorsque la densité croît, vers la forme limite qui obéit à la loi de Laplace-Gauss. La formule (28) qui ne fait intervenir que des moyennes quadratiques est encore vérifiée pour les faibles densités, tandis que la relation (29 *bis*) est en désaccord total avec l'expérience aux faibles densités. L'ensemble des relations (28) et (29) traduit fidèlement les résultats expérimentaux quelle que soit la valeur de ρ .

DEUXIÈME PARTIE

DÉTERMINATION DU PLUS PETIT COURANT PHOTO-ÉLECTRIQUE DÉCELABLE EN PRÉSENCE DE L'ÉMISSION THERMIQUE DE LA COUCHE SENSIBLE

I. — GÉNÉRALITÉS

Il est bien évident que ce problème, relatif à un amplificateur déterminé, est intimement lié à l'étude des fluctuations de sa tension de sortie. Aussi, les résultats du chapitre précédent vont-ils permettre d'en préciser la solution. Je fixe tout d'abord le point de vue auquel je me place. Soit à étudier par exemple l'émission photo-électrique d'une couche d'oxyde de césium sur argent. *En l'absence de lumière, c'est-à-dire, alors que le courant photo-électrique n'existe pas*, il y a un courant d'obscurité constitué par les électrons qui sortent de la couche sous l'effet de leur agitation thermique. Soit I l'intensité de ce courant. Je suppose que les appareils utilisés sont parfaits, c'est-à-dire n'apportent par eux-mêmes aucune cause de fluctuations venant s'ajouter à celles qui sont inhérentes à la structure électronique de I . Quel que soit le mode d'amplification adopté, il y aura un appareil de lecture, dont l'indication $z(t)$ sera assez bien caractérisée expérimentalement, si on connaît $\bar{z}$ et δ . Soit maintenant un courant photo-électrique I' qui s'ajoute à I , cela aura pour effet de substituer à $\bar{z}$ et δ les valeurs $\bar{z} + \Delta\bar{z}$ et $\delta + \Delta\delta$. Le problème à résoudre est le suivant : Dans quelle mesure, les modifications dues à la présence de I' vont-elles me permettre de déceler son existence ? Comme dans tout problème de sensibilité, il y a, à la base, une hypothèse un peu arbitraire. *Si δ est assez petit devant $\bar{z}$* , je dirai que I' est décelé si $\Delta\bar{z}$ est plus grand que $\delta + \Delta\delta$ c'est-à-dire si le déplacement moyen de l'aiguille dû à I' excède l'écart quadratique des fluctuations autour de la position moyenne. Cette convention est raisonnable expérimentalement si δ est assez petit devant $\bar{z}$ pour qu'en observant les agitations de l'aiguille, on réalise la notion de moyenne. J'indiquerai plus loin comment on doit modifier la définition de la sensibilité dans le cas de grandes fluctuations relatives.

Il faut bien préciser la notion d'amplificateur parfait. Les conclusions de cette étude ne s'appliquent que lorsque la limite de sensibilité est imposée par l'existence de I ; avant de les appliquer à un montage déterminé, il faudra s'assurer qu'il n'y a pas d'autres causes de limitation; en particulier il faudra étudier minutieusement les limitations provenant de l'amplificateur lui-même (bruit de fond de la résistance d'entrée, bruit de fond des lampes, agitations dues aux dérives). L'existence de ces causes possibles de limitation restreint évidemment la portée pratique de la discussion générale que je vais faire. La limite de sensibilité aura d'autant plus de chances de provenir de I que I sera plus grand. La discussion complète pour toutes les valeurs de I offre cependant l'intérêt de fournir une vue d'ensemble sur la question et même de correspondre, dans certains cas, à des expériences effectivement réalisables jusqu'à de très faibles valeurs de I . Je considère par exemple l'ensemble multiplicateur électronique-amplificateur dont il a été question dans la première partie. A la sortie du multiplicateur, les chocs sont tellement amplifiés que, même si leur densité devient faible, les fluctuations qu'ils créeront dépasseront de beaucoup le bruit de fond propre de l'amplificateur (Il serait d'ailleurs facile, si on voulait faire une analyse minutieuse de la question et, sans modifier les grandes lignes de l'étude actuelle, d'introduire dans les calculs le fait que tous les chocs ne sont pas également amplifiés par suite des fluctuations internes du multiplicateur). Dire que l'on fait tendre I vers 0 cela veut dire, par exemple, qu'on refroidit progressivement la cathode de la cellule initiale du multiplicateur.

J'ai en vue l'étude de deux sortes d'amplificateurs :

a) Les *amplificateurs pour courant alternatif* dont la réponse au courant continu est identiquement nulle. Pour que I' soit décelable à travers un tel appareil, on est obligé de créer des composantes alternatives à partir du flux continu d'électrons qui constitue I' et, pour cela, on module périodiquement le faisceau lumineux;

b) Les *amplificateurs pour courant continu* où I' est décelé directement.

II. — ÉTUDE D'UN AMPLIFICATEUR POUR COURANT ALTERNATIF

Pour déceler le courant alternatif à la sortie de l'amplificateur on doit le détecter. Je supposerai le détecteur quadratique pour ne pas avoir à utiliser de formules autres que celles dont j'ai fait usage jusqu'ici. Les courants redressés seront décelés par un galvanomètre de période T à l'amortissement critique. En gardant les notations de la figure 13 on a alors :

$$\bar{z} = \bar{y}k \quad (33)$$

et :

$$\delta^2 = \frac{\pi}{4T} k^2 \overline{I^2} = \frac{\gamma k^2}{4} \overline{I^2} \quad (34)$$

en posant $\gamma = \frac{\pi}{T}$; où k désigne une constante que l'on peut, sans restreindre la généralité, rendre égale à l'unité. La relation (34) suppose la bande passante de l'amplificateur assez grande devant celle du galvanomètre. Pour simplifier, dans les calculs numériques, je poserai $T = \pi$. Il faut évidemment modifier légèrement les formules (33) et (34) pour tenir compte du courant I' à côté de I . On doit considérer les courants I et I' de la façon suivante : la figure 15a donne une idée intuitive de la structure

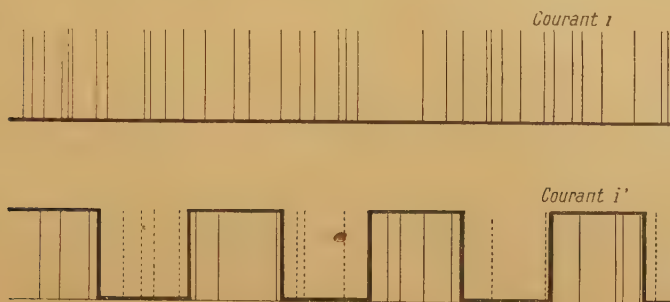


FIG. 15. — a, courant I ; b, courant I' .

de I (les traits verticaux représentent les chocs électroniques). Le courant I' ne diffère pas essentiellement de I mais il est périodiquement interrompu : on suppose l'axe du temps divisé en intervalles égaux et consécutifs de durée θ_2 . Ces intervalles sont numérotés à partir d'une origine arbitraire et groupés en intervalles pairs et intervalles impairs. Les chocs correspondant aux intervalles pairs sont conservés, tandis que les autres sont supprimés. La figure 15b [où les traits pointillés représentent les chocs supprimés] donne une idée suffisamment claire du mécanisme. La fréquence de modulation est $\nu_2 = \frac{1}{\theta_2}$; la même méthode de calcul, qui conduisait aux relations (28) et (29) ⁽¹⁾ aboutit maintenant aux formules (35) et (36) où e représente la charge de l'électron :

$$\bar{z} = 2e \left[I + \frac{I'}{2} \right] \int_0^\infty g^2(\nu) d\nu + \frac{2I'^2}{\pi^2} \sum_{p=0}^\infty \frac{g^2[(2p+1)\nu_2]}{(2p+1)^2} \quad (35)$$

$$\delta^2 = \frac{1}{4} \left\{ 8 \left[I + \frac{I'}{2} \right]^2 e^2 \int_0^\infty g^4(\nu) d\nu + 8e^3 \left[I + \frac{I'}{2} \right] \left\{ \int_0^\infty g^2(\nu) d\nu \right\}^2 + \sum_{p=0}^\infty \frac{16g^4[(2p+1)\nu_2] I'^2 \left(I + \frac{I'}{2} \right) e}{\pi^2 (2p+1)^2} \right\} \quad (36)$$

⁽¹⁾ BLANC-LAPIERRE, *Comptes Rendus*, 216 (1943), 42.

Je me borne ici à montrer, par des raisonnements simples et sans prétention à la rigueur, comment les termes figurant dans les deux relations précédentes doivent être interprétés.

Le courant haché intervient de deux façons :

a) *Par sa constitution électronique*, il donne naissance à des termes de bruit de fond tout comme I, mais, la modulation ayant supprimé en moyenne 1 électron sur 2, ce n'est pas I' mais $\frac{I'}{2}$ qui figure dans les formules ;

b) *L'existence d'une modulation « en crêneaux »*, donne naissance à tous les harmoniques correspondant à un courant parfaitement continu, haché à la fréquence ν_2 . La décomposition en série de Fourier d'un tel courant est donnée par la relation :

$$j_1 = \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \frac{2I'}{\pi} \frac{1}{2p+1} \cos \{ (2p+1) 2\pi \nu_2 t \} \quad (37)$$

l'amplificateur substitue à ce courant :

$$j_2' = \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \frac{2I'}{\pi} \frac{1}{2p+1} g \{ (2p+1) \nu_2 \} \cos [(2p+1) 2\pi \nu_2 t - \varphi [(2p+1) \nu_2]] \quad (38)$$

d'où le carré moyen :

$$\overline{j_2'^2} = \frac{2I'^2}{\pi^2} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{g^2 \{ (2p+1) \nu_2 \}}{(2p+1)^2} \quad (39)$$

on retrouve ainsi la valeur de $\bar{z}$. Dans l'expression de δ^2 on reconnaît les termes de bruit de fond associés à $I + \frac{I'}{2}$. Le dernier terme est un terme résultant de la combinaison entre les harmoniques et les composantes du bruit de fond. On peut retrouver directement sa valeur. Soit $A \cos 2\pi \nu_2 t$ l'une des composantes de j_1' (la composante fondamentale pour fixer les idées). Soit $A' \cos [2\pi(\nu_2 + \nu) + \varphi]$ une composante du bruit de fond située dans la bande $\nu_2 + \nu$, $\nu_2 + \nu + \Delta\nu$. A la sortie de l'amplificateur, ces courants sont transformés en $g(\nu_2)A \cos [2\pi \nu_2 t + \varphi_1]$ et $g[\nu_2 + \nu]A' \cos [2\pi[\nu_2 + \nu]t + \varphi_2]$. Pour traduire analytiquement l'effet du détecteur quadratique, on est amené à élever au carré et on trouve, en particulier, le terme : $2g(\nu_2)g(\nu_2 + \nu)AA' \cos [2\pi \nu_2 t + \varphi_1] \cos [2\pi(\nu_2 + \nu)t + \varphi_2]$. Ce terme, ayant une moyenne nulle dans le temps, n'apporte aucune contribution à $\bar{z}$; mais il crée des fluctuations autour de $\bar{z}$ et par suite intervient dans δ . Pour calculer $\overline{Y_{\nu=0}^2}$, il suffit de considérer l'apport aux très basses fréquences, qui est égal à $g(\nu_2)g(\nu_2 + \nu)AA' \cos [2\pi \nu t + \varphi_3]$ où ν est très faible de sorte que l'on a, à très peu près, $g[\nu_2 + \nu] = g[\nu_2]$; le carré moyen de ce terme est $g^4(\nu_2) \frac{A^2 A'^2}{2}$; la contribution des deux bandes $\Delta\nu$ symétriques par rapport à ν_2 et, très voisines de cette fréquence, sera donc $2g^4(\nu_2)A^2 \sum_{\frac{\Delta\nu}{2}}$

mais $\sum \frac{A'^2}{2}$ est le carré moyen du bruit dans une de ces bandes on a donc :

$$2g^4(v_2)A^2 \sum \frac{A'^2}{2} = 2A^2 g^4(v_2) \cdot 2e \left[1 + \frac{I'}{2} \right] \Delta v = \frac{16I'^2}{\pi^2} g^4(v_2) e \left[1 + \frac{I'}{2} \right] \Delta v. \quad (40)$$

On retrouve bien ainsi le dernier terme de la relation 36.

Avant de pousser plus loin j'élimine des formules (35) et (36) la valeur de la charge élémentaire en prenant pour variables $Z = \frac{\pi}{q^2}$ et $\Delta = \frac{\delta}{q^2}$ et en introduisant les vrais paramètres du problème, c'est-à-dire les densités ρ et ρ' .

$$\bar{Z} = 2 \left[\rho + \frac{\rho'}{2} \right] \int_0^\infty g^2(v) dv + \frac{2\rho'^2}{\pi^2} \sum \frac{g^2[(2p+1)v_2]}{(2p+1)^2} \quad (35 \text{ bis})$$

$$\Delta^2 = 2 \left[\rho + \frac{\rho'}{2} \right]^2 \int_0^\infty g^4(v) dv + 2 \left[\rho + \frac{\rho'}{2} \right] \left[\int_0^\infty g^2(v) dv \right]^2 + \frac{4}{\pi^2} \sum_{p=0}^\infty \frac{g^4[(2p+1)v_2]}{(2p+1)^2} \rho'^2 \left[\rho + \frac{\rho'}{2} \right] \quad (36 \text{ bis})$$

La formule précédente montre que les propriétés de l'amplificateur interviennent par l'intermédiaire des deux intégrales :

$$\int_0^\infty g^4(v) dv \quad \text{et} \quad \int_0^\infty g^2(v) dv.$$

Or, on a l'habitude, dans les problèmes de bruit de fond, de faire intervenir ce qu'on appelle la largeur de la bande passante de l'amplificateur. Si $g(v_2)$ est le gain pour la fréquence d'accord v_2 , on appelle bande passante la mesure de l'ensemble des valeurs de v pour lesquelles on a $g(v) \geq \frac{1}{\sqrt{2}} g(v_2)$. C'est là une façon de chiffrer en quelque sorte la largeur de la courbe de sélectivité. Cette définition est pleine d'arbitraire. On ne peut parler en toute rigueur de largeur de la courbe de sélectivité, sauf si cette dernière avait la forme représentée par la figure 1a. Cependant, la considération de la bande passante permet de donner au moyen d'un seul chiffre, une idée de l'étendue spectrale de l'ensemble des fréquences pratiquement amplifiées. Soit L la valeur de la bande passante ; je pourrais toujours poser :

$$\int_0^\infty g^4(v) dv = \alpha L \quad \text{et} \quad \int_0^\infty g^2(v) dv = \beta L \quad (41)$$

α et β seront des nombres sans dimension.

Si on suppose que $g(v_2)$ égale l'unité, α et β seront en général d'un ordre de grandeur qui ne s'écarte pas beaucoup de l'unité (avec toujours $\alpha < \beta$). Il s'ensuit que les formules écrites avec les symboles α , β et L , permettront de voir immédiatement de façon qualitative quelle est l'influence de la largeur de la bande passante sur les résultats. Je n'écirai

ces formules que dans ce but, et il est essentiel de ne pas perdre de vue que les calculs précis doivent être faits à partir des intégrales :

$$\int_0^\infty g^4(v)dv \quad \text{et} \quad \int_0^\infty g^2(v)dv$$

qui sont les seules grandeurs introduites par la nature du problème.

Je vais appliquer les résultats précédents à l'étude de l'amplificateur accordé le plus simple possible, c'est-à-dire ne comportant qu'un seul circuit résonnant. Je supposerai que le coefficient de surtension S vaut 20 et que la fréquence d'accord est égale à 1 000. Les liaisons entre étages seront supposées avoir une constante de temps assez grande pour ne pas intervenir. Cet appareil, réduit à deux étages, aura un schéma analogue

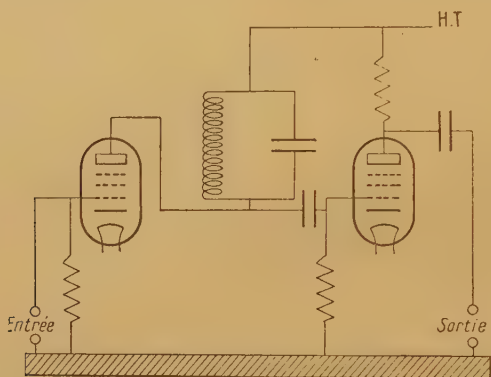


FIG. 16.

à celui de la figure 16. On a aisément l'équation de sa courbe de sélectivité et on en déduit :

$$\int_0^\infty g^2(v)dv = 70 \quad \text{et} \quad \int_0^\infty g^4(v)dv = 40 \quad \text{avec } g(v_2) = 1 \quad (42)$$

Avec ces valeurs numériques, les formules fondamentales deviennent :

$$\bar{Z} = (2\rho + \rho')70 + 0,2\rho'^2 \quad (43)$$

$$\Delta = (2\rho + \rho')^2 20 + (2\rho + \rho')4900 + 0,2\rho'^2[2\rho + \rho'] \quad (44)$$

Pour chaque valeur de ρ , l'étude de la sensibilité résulte de la comparaison des courbes $\bar{Z} = \bar{Z}(\rho') - \bar{Z}(0)$ et $\Delta = \Delta(\rho')$.

a) $\rho = 10^6$. Les deux courbes précédentes sont représentées sur la figure 17, la plus petite densité ρ' décelable est de $7 \cdot 10^3$ électrons/sec.

Il est intéressant de constater que pour cette valeur de ρ qui est grande à l'échelle des constantes de temps de l'amplificateur, on ne commet pas d'erreur appréciable en adoptant les relations :

$$x = 2eI\beta L + \frac{2I^2}{\pi^2} \quad (\text{en négligeant les harmoniques}) \quad (45)$$

$$\delta^2 = 2\gamma e^2 I^2 \alpha L \quad (46)$$

L'amplificateur est assez sélectif pour que le bruit de fond soit bien représenté par la formule asymptotique et pour que le signal intervienne par son terme modulé et non par son bruit de fond propre. Il est nécessaire d'accorder l'amplificateur sur la fréquence ν_2 le plus exactement possible, la plus petite intensité I' décelable est donnée par la relation :

$$I' = \pi \sqrt{\frac{eI}{2}} \sqrt[4]{2\alpha L \gamma}. \quad (47)$$

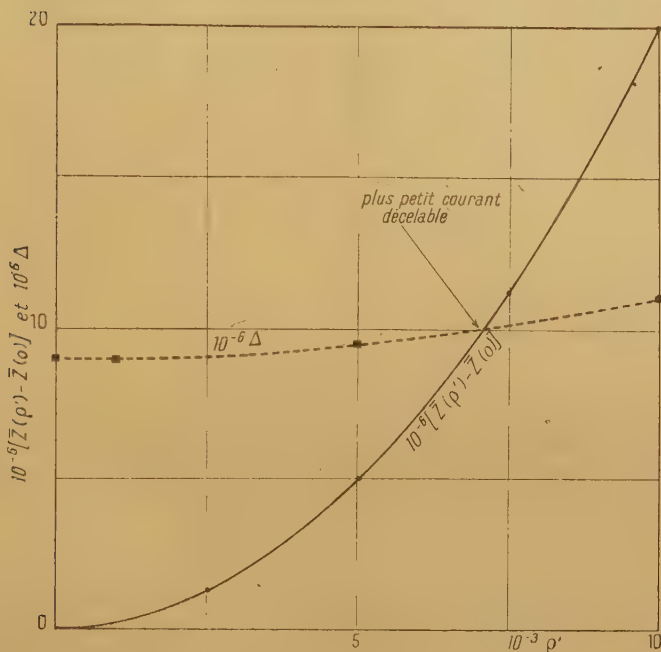


FIG. 17.

Si on fait varier la bande passante L , l'inverse de la sensibilité croît seulement comme la racine quatrième de la bande passante. On voit que le gain qu'on peut obtenir dans cette voie est faible. Si on a des circuits de qualité déterminée, on aura, en principe, un léger avantage à accorder sur une très basse fréquence pour réduire L .

En l'absence de courant photo-électrique, les fluctuations de l'aiguille de l'appareil de lecture sont caractérisées par :

$$\frac{\delta}{\pi} = \sqrt{\frac{\gamma z}{2\beta^2 L}}. \quad (48)$$

elles sont d'autant plus faibles que la bande passante est plus grande.

b) Avec $\rho = 10^4$ et $\rho = 10^2$, la même méthode conduit à des plus petites valeurs décelables de ρ' égales à $5 \cdot 10^2$ et 20 électrons/sec.

c) Pour $\rho = 10$, on trouve $\rho' = 5$. Si on examine l'ordre de grandeur des différents termes figurant dans les formules, on trouve que ces dernières se laissent très bien remplacer par les relations plus simples :

$$\bar{x} = 2eI\beta L + eI'\beta L \quad (49)$$

$$\delta^2 = 2e^3I\beta^2L^2\gamma. \quad (50)$$

La composante du signal de fréquence ν_2 ne joue plus aucun rôle ; cela est compréhensible : la modulation du flux électronique I' est une notion qui est liée à celle de moyenne et cette dernière finit par perdre tout sens expérimental à mesure que les chocs deviennent plus rares. Dans ces conditions, l'accord de l'amplificateur ne présente plus aucun intérêt et même, si on ne modulait plus la lumière, on gagnerait un facteur 2 dû uniquement au fait qu'on aurait deux fois plus d'électrons d'origine photo-électrique.

Le plus petit courant décelable I' est donné par la relation :

$$I' = 2\sqrt{\frac{eI\gamma}{2}} = 2\sqrt{\frac{eI\pi}{2T}} \quad (51)$$

en l'absence de courant photo-électrique, les fluctuations relatives de l'aiguille sont données par la formule :

$$\frac{\delta}{\bar{x}} = \sqrt{\frac{e\pi}{2IT}} = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho T}} \quad (52)$$

On reconnaît l'expression des fluctuations relatives obtenues en attaquant directement le galvanomètre, l'amplificateur étant supprimé. Les propriétés de ce dernier sont maintenant complètement éliminées du résultat. Il se borne à transformer chaque impulsion en un train d'oscillations pratiquement amorties lorsque le choc suivant se présente. La durée de ces trains d'oscillations étant faible devant la période T du galvanomètre, celui-ci ne les distingue pas de chocs ordinaires, très brefs à son échelle, et il est bien naturel, dans ces conditions, que l'amplificateur soit sans effet.

Pour des valeurs plus faibles de ρ , l'observation de l'aiguille du galvanomètre permettra d'observer les chocs l'un après l'autre et par suite de les compter. Cela n'était pas possible pour les densités plus fortes, car les réponses relatives à chaque choc étaient alors profondément mêlées à cause de l'inertie des appareils. On est donc en présence d'un nouveau mode d'observation. On pourra procéder de la façon suivante : le nombre de chocs observés en moyenne pendant Θ seconde est de $\frac{I+I'}{e}\Theta$; l'écart quadratique moyen est de $\sqrt{\frac{I+I'}{e}}\Theta$. Par analogie avec la définition précédente de la sensibilité, il est raisonnable de dire que le plus petit courant I' décelable est donné par la relation :

$$\frac{I'}{e}\Theta = \sqrt{\frac{I+I'}{e}}\Theta. \quad (53)$$

Au moins pour des valeurs assez grandes de Θ , la solution de cette équation est approximativement :

$$I' = \sqrt{\frac{I_e}{\Theta}} \quad (54)$$

La précision sera d'autant meilleure que Θ sera plus grand. Elle n'a pas de limite théorique à condition, bien entendu, que les phénomènes soient assez constants pour que l'on puisse prolonger les expériences de plus en plus. L'installation fonctionnera à la manière d'un photo-compteur équipé d'un dispositif numérateur. A condition de compter les impulsions durant des temps assez longs, on pourra déceler des densités électroniques I'/e aussi faibles que l'on voudra.

TABLEAU N° 7

ρ	10^6	10^4	10^2	10	1	0,1
ρ'	$7 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^2$	20	5	»	»

Les résultats numériques de cette étude sont rassemblés dans le tableau n° 7 qui donne en fonction de ρ la plus petite valeur de ρ' décelable. On peut les résumer qualitativement de la façon suivante : soient τ_1 et τ_2 des durées donnant l'ordre de grandeur des constantes de temps de l'amplificateur et du galvanomètre ($\tau_1 \ll \tau_2$). Pour des densités grandes devant $1/\tau_1$ (donc *a fortiori* devant $1/\tau_2$) les chocs perdent leur individualité dès la traversée de l'amplificateur. Ce dernier joue alors son rôle normal. Si les densités sont grandes devant $1/\tau_2$ mais petites devant $1/\tau_1$, les chocs ne perdent leur individualité qu'en traversant le galvanomètre ; les notions de moyenne ont encore un sens expérimental mais l'amplificateur ne sert plus à rien. Si les densités sont faibles devant $1/\tau_2$, les chocs traversent tout le montage sans interférer nulle part. La notion de moyenne ne correspond plus à aucune réalité expérimentale, il ne reste plus qu'à compter les chocs à la sortie.

IV. — ÉTUDE D'UN AMPLIFICATEUR POUR COURANT CONTINU

Cet appareil ne se distingue du précédent que parce qu'au lieu d'amplifier une composante sinusoïdale, on amplifie la composante continue. On n'a alors pas besoin de détecter et l'appareil est linéaire dans son ensemble. Tout comme un amplificateur pour courant alternatif, cet appareil est sélectif, mais la sélectivité des étages amplificateurs proprement dits, est ici très faible pour les basses fréquences, de sorte que seule intervient pratiquement la sélectivité du galvanomètre de lecture.

Soit $x(t)$ la réponse du galvanomètre supposé à l'amortissement critique, et $\bar{x}$ la valeur moyenne. A un facteur multiplicatif près on a :

$$\bar{x} = I + I' \quad (55)$$

$$\delta^2 = 2 \frac{e\pi}{4T} (I + I') = 2i_0(I + I') \quad (56)$$

avec :

$$i_0 = \frac{e\pi}{4T} \quad (57)$$

Cette relation se déduit immédiatement des relations (1) et (27).

Si on considère $\bar{x}$ et δ comme des fonctions de I' , I étant fixé, l'équation (55) est celle d'une droite et la fonction $\bar{x}(0) \pm \delta(I')$ est représentée par une parabole d'axe $y = I$, dont le sommet a pour abscisse $-I$. i_0 est le paramètre de cette parabole ; il correspond à un courant qui transporte la charge $\frac{e\pi}{4}$ pendant la période T , c'est-à-dire à peu près un électron pen-

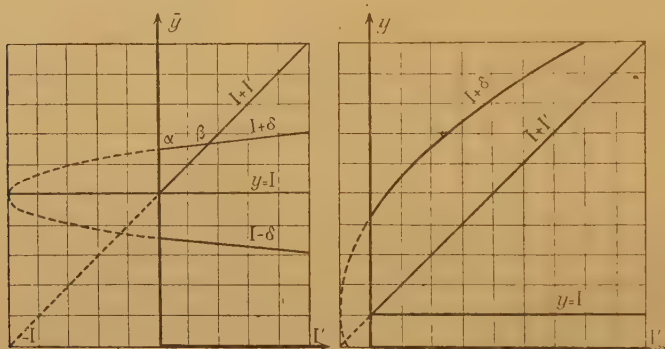


FIG. 18.

$$a \left[\frac{I}{i_0} = 25 \right]$$

$$b \left[\frac{I}{i_0} = 0.20 \right].$$

dant T . Pour que les valeurs moyennes soient accessibles à l'expérience, il faudra que I/i_0 soit assez grand. Dans ces conditions (fig. 18a) on peut confondre approximativement les ordonnées des points α et β et la sensibilité limite est fournie par la relation :

$$I' = \sqrt{2i_0 I} = \sqrt{\frac{eI\gamma}{2}} \quad (58)$$

Au contraire, si I prend des valeurs de l'ordre de i_0 (fig. 18b), pour de très petites valeurs de I' , les fluctuations relatives sont très fortes. On est donc dans les conditions où l'on peut compter les chocs. En attendant assez longtemps, on pourra déceler l'existence d'un courant I' , si petit soit-il, ainsi que cela a été montré dans le paragraphe précédent.

V. — CONCLUSIONS

Il résulte de ce qui précède que l'amplificateur pour courant alternatif ne joue vraiment son rôle que pour des valeurs de ρ assez fortes. Avec les densités courantes, il en est d'ailleurs à peu près toujours ainsi, sauf, pour des amplificateurs à très large bande passante, comme on en rencontre en télévision. Dans ces conditions, c'est-à-dire si ρ est assez grand, le plus petit courant I' décelable est donné par la relation :

$$I'_{\infty} = \pi \sqrt{\frac{eI}{2}} \sqrt[4]{2\alpha L \gamma} \quad (47)$$

si on remplace l'amplificateur pour courant alternatif par un amplificateur pour courant continu, pourvu du même galvanomètre, le plus petit courant décelable sera alors I'_{-} :

$$I'_{-} = \sqrt{\frac{eI\gamma}{2}} \quad (58)$$

on a donc :

$$\frac{I'_{\infty}}{I'_{-}} = \pi \sqrt[4]{\frac{2\alpha L}{\gamma}} \quad (59)$$

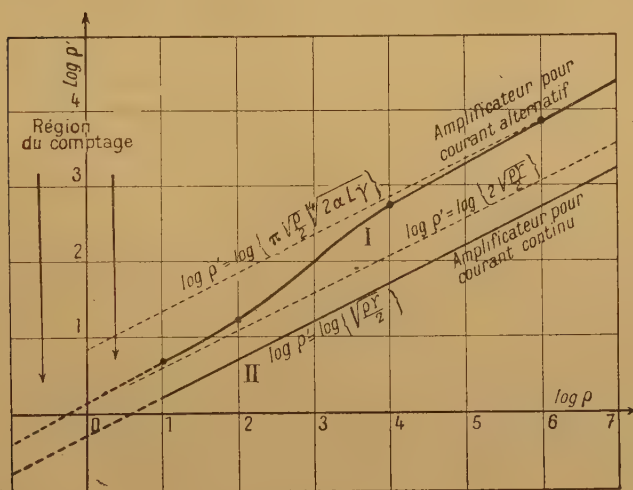


FIG. 19.

posons $\alpha L = 50$ hertz et $\gamma = 1$; pour ces valeurs numériques, la sensibilité limite de l'amplificateur pour courant continu est théoriquement dix fois plus grande environ que celle de l'amplificateur pour courant alter-

natif. Si, en conservant des circuits de même qualité, on fait décroître la fréquence d'accord, αL aura des valeurs plus faibles. On a donc intérêt à moduler la lumière à très basse fréquence. Il sera cependant difficile d'obtenir une sélectivité telle que αL devienne inférieur ou même égal à γ . Supposons en effet qu'on prenne 50 comme fréquence d'accord. Pour avoir $\alpha L = \gamma = 1$, il faudrait des circuits de qualité 50 difficiles à réaliser à une si basse fréquence; d'ailleurs, $\gamma = 1$ signifie $T = \pi$. Il est donc très facile d'abaisser encore au-dessous de l'unité la valeur de γ . Par exemple, pour le galvanomètre qui a servi aux expériences décrites dans la première partie de ce travail, γ ne valait que 0,25 environ. On peut donc conclure que, en général, on aura toujours $I_{\infty} > I_{-}$.

En pratique, l'existence de dérives gênantes dans les montages à courant continu peut faire que ces derniers soient loin de fournir la sensibilité théorique et perdent ainsi leur supériorité.

La figure 19 résume les résultats de l'étude précédente. On a porté en ordonnées le logarithme de la plus petite densité décelable ρ' en fonction du logarithme de ρ .

La courbe 1 relative à l'amplificateur accordé montre :

a) *une région où la sélectivité de l'amplificateur joue normalement;*

b) *une région où elle n'a plus aucune influence;*

c) *la région de transition;*

la droite 2 est relative à l'amplificateur par courant continu.

Pour les très faibles valeurs de ρ on tombe dans la région dite de *comp-tage* où le dénombrement des chocs est possible.

TROISIÈME PARTIE

RÉALISATION D'APPAREILS DESTINÉS A DÉCELER DES FLUX LUMINEUX TRÈS FAIBLES

L'étude précédente nous a conduits à distinguer très nettement les appareils qui effectuent des moyennes de ceux qui comptent les chocs ; pour les désigner d'un mot disons les appareils *intégrateurs* et les appareils *numérateurs*.

I. — APPAREILS INTÉGRATEURS

A. — GÉNÉRALITÉS

Pour des appareils de sélectivité donnée (il revient à peu près au même de dire : pour des *appareils de constantes de temps données*) et pour une valeur du courant d'obscurité I, il existe une limite à la sensibilité qu'on ne peut dépasser et qui est calculable au moyen des formules déjà données. Si cette limite est atteinte, on pourra dire que, compte tenu des constantes de temps, les propriétés de la couche émissive sont exploitées à fond. Il est essentiel de bien préciser « compte tenu des constantes de temps », car, si on prend des appareils dont les constantes de temps ne sont pas bornées, c'est-à-dire, si on consent à attendre des temps de plus en plus longs, pour déceler l'apparition du courant photo-électrique I', la sensibilité n'a plus de limite.

Il s'agit ici de réalisations effectives, il faut donc tenir compte de toutes les causes possibles de limitation afin d'indiquer dans chaque cas si la couche sensible est exploitée ou non complètement. A ce point de vue, il faut séparer la couche à oxyde de cæcium sur argent, dont l'émission thermique est notable (ordre de grandeur 10^{-13} ampères/cm² à la température ordinaire) des autres dont l'émission thermique est négligeable. Pour la première, on pourra être limité par le courant d'obscurité. Pour les autres ce sera presque toujours dans l'amplificateur lui-même qu'il faudra chercher la cause des limitations.

Ramené à sa forme la plus schématique, le montage amplificateur comporte ;

a) une résistance d'entrée R qui, parcourue par le courant I' à décélér, est le siège d'une différence de potentiel :

$$v = RI'; \quad (60)$$

b) un système amplificateur qui substitue à la différence de potentiel v un courant :

$$J = gv; \quad (61)$$

c) un appareil de mesure.

Avant de passer en revue les causes de fluctuations internes de l'amplificateur, il importe de faire les deux remarques suivantes :

a) Quel que soit le genre d'amplificateurs considérés, *il est sélectif*; c'est-à-dire qu'il ne traite pas de la même façon les différentes fréquences. Dans certains cas, cette sélectivité est créée par des organes spéciaux tels que circuits accordés par exemple, mais, même si elle n'a pas été recherchée, elle existe toujours (constantes de temps de l'appareil de lecture, influence des capacités parasites, etc.). La sélectivité joue un rôle essentiel car c'est elle qui détermine l'effet de l'amplificateur sur le signal et sur le bruit et c'est en agissant sur elle que l'on peut chercher à avantager le premier aux dépens du second. Qu'il s'agisse d'amplificateurs continus ou d'amplificateurs alternatifs, on donnera au signal la forme ou la modulation correspondant à l'amplification maxima et on cherchera, en accroissant la sélectivité, à éliminer toute perturbation qui n'a pas cette modulation privilégiée. Dans les amplificateurs à courant alternatif, cela est obtenu par des combinaisons de selfs de capacités et de résistances; dans les appareils à courant continu, c'est en général le galvanomètre lui-même qui élimine toutes les fluctuations qui sortent du domaine des très basses fréquences. A cause des très fortes valeurs des périodes de galvanomètres on peut réaliser ainsi des bandes passantes s'étendant seulement sur une fraction de hertz alors que ce résultat est plus difficile à atteindre avec un circuit accordé; en revanche, le fait d'amplifier les très basses fréquences a l'inconvénient de rendre les appareils à courant continu sensibles à toutes les variations lentes d'où l'existence des *dérives* dues aux modifications lentes des tensions des batteries d'alimentation.

b) Lorsqu'on veut étudier l'effet d'un organe de l'amplificateur, il faut se poser à son sujet deux questions totalement différentes :

α) Cette partie de l'amplificateur contribue-t-elle à désavantager le bruit de fond par rapport au signal? En d'autres termes améliore-t-elle le rapport signal/bruit?

β) Contribue-t-elle à augmenter l'amplification?

Le premier point est essentiel, le second a un gros intérêt pratique, mais il n'est pas primordial au point de vue de la possibilité de décélér la présence du signal, car il est toujours possible, théoriquement du moins, d'amplifier davantage en augmentant le nombre des étages. En fait, la complication qui résulte de l'utilisation d'un trop grand nombre d'étages peut être une source importante d'inconvénients.

B. — DIVERSES CAUSES DE FLUCTUATIONS INTERNES DES AMPLIFICATEURS

Les principales sont :

- a) Le bruit de fond propre des tubes ;
- b) Dans le domaine des très basses fréquences, les dérives lentes déjà signalées ;
- c) Le bruit de fond des résistances et spécialement de la résistance d'entrée.

Je donne sur cette dernière cause des précisions qui seront utiles pour la suite.

Les expériences de Johnson ⁽¹⁾ ont montré, qu'en l'absence de courant permanent, une résistance quelconque est le siège d'une force électromotrice désordonnée due à l'agitation thermique. Nyquist ⁽²⁾ a établi, par un raisonnement thermodynamique, que la composante spectrale associée à cette force électromotrice est, pour toutes les fréquences usuelles :

$$\overline{e_v^2} = 4kRT \quad (62)$$

où k est la constante de Boltzmann et T la température absolue.

Etant donné que l'on a par ailleurs :

$$v^2 = R^2 I^2. \quad (70)$$

Il paraît à peu près évident (si on ne considère que l'effet thermique de la résistance d'entrée) que le rapport signal/bruit varie comme $\sqrt{R}$.

En réalité, le problème n'est pas aussi simple. La résistance d'entrée est en effet shuntée (fig. 20) par la capacité C qui existe entre la grille et le filament de la première lampe et, en faisant varier R , non seulement on modifie la valeur de $\overline{e_v^2}$, mais encore, on fait varier la sélectivité de l'appareil ; si $g^2(\nu)$ est le carré du gain de tout le reste de l'amplificateur, il faut faire intervenir un gain dont le carré, pour la fréquence ν , est donné par l'expression $\frac{g^2(\nu)}{1 + 4\pi^2 R^2 C^2 \nu^2}$; en général, surtout s'il s'agit



FIG. 20.

d'appareils dont on a soigné la sélectivité, CR est assez petit pour que $4\pi^2 C^2 R^2 \nu^2$ soit négligeable devant 1 pour les fréquences qui confèrent à $g^2(\nu)$ une valeur non négligeable.

(1) J. B. JOHNSON. *Physical Review*, 29 (1927), 367 et 32 (1928), 97.

(2) NYQUIST. *Physical Review*, 32 (1928), 110.

Dans ces conditions, le résultat précédent subsiste quantitativement ⁽¹⁾ et, par suite, on devra rechercher à utiliser des fortes résistances d'entrée.

Si on étudie maintenant l'efficacité de la liaison constituée par l'ensemble R et C, on voit qu'elle est définie par :

$$\frac{1}{I^2} \frac{d^2}{d\nu^2} = \frac{R^2}{1 + 4\pi^2 C^2 R^2 \nu^2} \quad (64)$$

où ν est la fréquence de modulation de I'. Le rapport $\frac{\nu}{I'}$ n'est proportionnel à R que pour les faibles valeurs de R ; il ne peut dépasser $\frac{1}{2\pi C \nu}$ et atteint cette valeur dès que R est grand devant $\frac{1}{2\pi C \nu}$. On ne gagne donc rien au point de vue de l'amplification si on fait croître R bien au delà de cette valeur ; l'efficacité maxima de la liaison est d'autant plus grande que ν est plus petit. Ces considérations ne jouent donc pratiquement pas dans un amplificateur pour courant continu alors qu'elles sont essentielles dans un amplificateur pour courant alternatif.

Indépendamment de ce qui vient d'être dit, la valeur de R doit être nettement inférieure à la résistance d'isolement, grille-filament de la lampe d'entrée, sinon le potentiel moyen de grille ne serait pas bien défini ; d'autre part, avec certains montages, on ne peut accepter un accroissement trop grand de la constante de temps de l'entrée de l'amplificateur, c'est par exemple le cas du montage balistique dans lequel la constante de temps de l'entrée ne peut pratiquement excéder une certaine fraction de la période du galvanomètre.

C. — AMPLIFICATEURS POUR COURANT CONTINU

a) **Généralités. Avantages.** — α) La présence d'un galvanomètre, dont la bande passante est très faible, confère à ce montage une grande sensibilité théorique..

β) On a la possibilité d'obtenir une grande amplification par l'emploi d'une forte résistance d'entrée.

b) **Inconvénients.** — α) L'indication du galvanomètre a une *dérive lente*.

β) Les liaisons entre étages nécessitent la présence de batteries et sont, par suite, difficiles à réaliser.

⁽¹⁾ On n'obtiendrait pas exactement la même relation si la sélectivité de l'ensemble de l'amplificateur était définie par le facteur $\frac{1}{1 + 4\pi^2 C^2 R^2 \nu^2}$ et non par $g^2(\nu)$, c'est-à-dire si on donnait à R des valeurs très grandes ; le carré moyen de $(V_a - V_b)^2$ finirait par devenir indépendant de R et serait alors donné par :

$$C[V_a - V_b]^2 = kT.$$

Il faut donc, pour des raisons de commodité, réduire le plus possible le nombre des étages. C'est un motif de plus, pour chercher à augmenter la valeur de la résistance d'entrée. D'où la nécessité de choisir, au moins pour la première lampe du montage, un tube à grande résistance cathode-grille.

J'ai utilisé une lampe-électromètre Geco dont la pente est $p = 30 \mu\text{A/volt}$ et la résistance interne $18\,000 \Omega$. C'est une lampe à chauffage direct dont le filament est extrêmement peu chauffé. Mais le courant-plaque dépend énormément des conditions de chauffage du filament ⁽¹⁾. Le galvanomètre avait une période égale à 12 sec. Il donnait à 3 m. une déviation de 1 mm. pour 10^{-10} A .

c) **Montages à compensation.** — J'ai, tout d'abord, essayé d'éliminer la dérive par une méthode de compensation ; la figure 21 représente le dispositif utilisé. Il est analogue à celui indiqué par M. Gillod ⁽²⁾ à ceci près : il n'existe plus qu'une seule source débitant des courants appréciables : c'est E_1 . Comme l'a montré M. Gillod, ce montage permet de diviser au moins par 100 l'importance de la dérive. Malgré cela, il reste encore une dérive résiduelle. Dans le montage étudié le spot se déplaçait lentement avec une vitesse qui correspondait à une variation fictive du potentiel de la grille d'entrée de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ volts par minute. L'existence de ce déplacement lent, mais plus ou moins régulier, me paraît rendre difficile l'appréciation du dix-millième de volt sur la grille d'entrée.

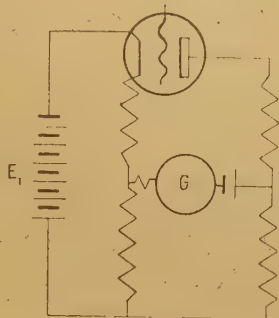


Fig. 21

d) **Montages balistiques.** — Pour supprimer totalement cette dérive, on peut s'adresser à un montage balistique. M. Bruhat et ses collaborateurs ⁽³⁾ et ⁽⁴⁾ ont décrit plusieurs montages de ce type. La plaque P, de la triode, est couplée avec le galvanomètre par l'intermédiaire d'un transformateur (fig. 22), de sorte que l'existence d'un courant-plaque i_1 constant, ou même très lentement variable, ne produit pas d'effet appr-

⁽¹⁾ Le filament consomme 0,09 ampère sous 0,85 volt ; une variation de 0,001 ampère de l'intensité du courant de chauffage provoque une variation de $3 \mu\text{A}$ dans le courant-plaque (il faudrait faire varier de $1/10$ de volt le potentiel de la grille pour entraîner une variation équivalente du courant-plaque).

⁽²⁾ GILLOD. *C. R.*, 208 (1939), 1080.

⁽³⁾ G. BRUHAT et A. GUINIER. *C. R.*, 196 (1933), 762.

⁽⁴⁾ G. BRUHAT, A. BLANC-LAPIERRE, J. SCHILTZ et G. RAULT. *C. R.*, 244 (1942), 615.

cialable sur le galvanomètre ; tandis qu'une variation brusque de i_1 induit une charge qui parcourt rapidement le circuit du galvanomètre, donnant à ce dernier, une impulsion qu'on déduit de la considération de l'élongation maxima. On arriverait au même résultat en substituant au transformateur une liaison par résistance-capacité.

Quelles sont les raisons qui peuvent inciter à adopter l'une ou l'autre de ces deux solutions ?

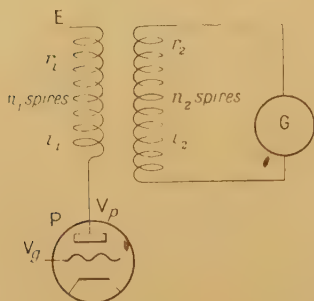


FIG. 22.

α) LIAISON PAR TRANSFORMATEUR (voir fig. 22). — Dans ce qui va suivre, Φ est le flux d'induction magnétique à travers une spire quelconque du transformateur (on néglige les pertes magnétiques) ; r_1 et r_2 sont les résistances du primaire (résistance intérieure R de la lampe exclue) et du secondaire (résistance g du galvanomètre incluse). K est un coefficient égal au quo-

tient par 4π de la réluctance du circuit magnétique ; μ , p et R désignent respectivement le coefficient d'amplification en volts, la pente et la résistance interne de la triode. Les autres notations employées sont indiquées sur la figure 22. Le fonctionnement de l'ensemble triode-transformateur est régi par les équations suivantes :

$$n_1 i_1 + n_2 i_2 = K\Phi \quad (65)$$

$$V_p = E - r_1 i_1 - n_1 \frac{d\Phi}{dt} \quad (66)$$

$$n_2 \frac{d\Phi}{dt} + r_2 i_2 = 0 \quad (67)$$

$$i_1 = \frac{1}{R} \{ V_p + \mu V_g \} \quad (68)$$

On en déduit l'équation différentielle suivante à laquelle satisfait i_2 :

$$\frac{di_2}{dt} \left[\frac{n_2^2}{r_2} + \frac{n_1^2}{r_1 + R} \right] + i_2 = - \frac{\mu n_1 n_2}{K r_2} \frac{dV_g}{dt} \quad (69)$$

Posons $r_2 = \mathcal{R}_2$, $r_1 + R = \mathcal{R}_1$; $\frac{n_1^2}{K} = \mathcal{L}_1$ (self du primaire si le secondaire est ouvert) ; $\frac{n_2^2}{K} = \mathcal{L}_2$ et désignons par q la charge qui a traversé le galvanomètre à l'instant t , il vient :

$$\frac{d^2 q}{dt^2} \left[\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{R}_1} + \frac{\mathcal{L}_2}{\mathcal{R}_2} \right] + \frac{dq}{dt} = - \frac{\mu n_1 n_2}{K \mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \frac{dV_g}{dt} \quad (70)$$

La constante de temps τ de la liaison est la somme des constantes de

temps $\tau_1 = \frac{\mathcal{Q}_1}{\mathcal{R}_1}$ et $\tau_2 = \frac{\mathcal{Q}_2}{\mathcal{R}_2}$ du primaire et du secondaire. L'efficacité de la liaison est définie par :

$$\Delta q = \frac{\mu n_1 n_2}{K \mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \cdot \Delta V_g. \quad (71)$$

Si on recherche une grande amplification, on voit qu'on a intérêt à augmenter les selfs aux dépens des résistances, c'est-à-dire à augmenter les constantes de temps. On ne peut, dans cette voie, dépasser une certaine valeur τ_m pour τ si on veut conserver au galvanomètre balistique un fonctionnement correct. Il est facile de voir que si on s'est fixé $\tau = \tau_m$, ainsi que les valeurs de $\mathcal{R}_1$ et $\mathcal{R}_2$, l'efficacité sera maxima pour :

$$\frac{\mathcal{R}_1}{n_1^2} = \frac{\mathcal{R}_2}{n_2^2} \quad (72)$$

c'est-à-dire pour :

$$\tau_1 = \tau_2. \quad (73)$$

On a alors :

$$\Delta q = \frac{p}{2} \tau_m \frac{R}{\mathcal{R}_1} \frac{n_1}{n_2} \Delta \dot{V}_g. \quad (71 \text{ bis})$$

β) LIAISON PAR CONDENSATEUR. — Elle est représentée schématiquement par la figure 23. Les notations pour la triode sont les mêmes que précédemment ; q et v sont la charge et le potentiel du condensateur ; les autres lettres sont définies sur la figure 23. Les équations de départ sont les suivantes :

$$i_p = \frac{1}{R} [V_p + \mu V_g] \quad (74)$$

$$i_p = i_1 + \frac{dq}{dt} \quad (75)$$

$$q = Cv \quad (76)$$

$$i_2 = \frac{dq}{dt} \quad (77)$$

$$r_1 i_1 = g i_2 + v \quad (78)$$

$$V_p = E - r_1 i_1 \quad (79)$$

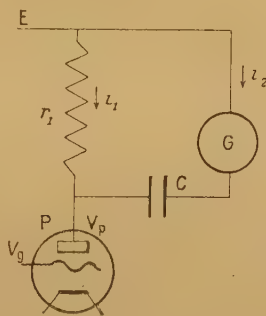


FIG. 23.

On en déduit :

$$\frac{d^2 q}{dt^2} C \left[g + \frac{1}{\frac{r}{r_1} + \frac{1}{R}} \right] + \frac{dq}{dt} = \frac{\mu r_1 C}{R + r_1} \frac{dV_g}{dt}. \quad (80)$$

La constante de temps τ de la liaison est $C \left[g + \frac{R r_1}{R + r_1} \right] = C \mathcal{R}$ où $\mathcal{R}$ est la résistance de l'ensemble de tous les circuits vus du condensateur ; l'efficacité de la liaison est définie par :

$$\Delta q = p \cdot \tau \frac{\mathcal{R} - g}{\mathcal{R}} \Delta V_g. \quad (81)$$

γ) COMPARAISON. — Dans les deux cas, l'efficacité maxima de la liaison est égale à $p\tau_m$ multiplié par un facteur numérique qui est inférieur à 1 dans le cas de la liaison par condensateur et qui, *a priori*, peut dépasser 1 dans le cas de la liaison par transformateur. Cette dernière peut donc paraître préférable. Cette conclusion suppose qu'on réalise dans les deux montages, la plus forte valeur τ_m de τ compatible avec un fonctionnement correct du balistique. Pour $T = 12$ sec, on peut admettre pour τ_m des valeurs atteignant à la rigueur 2 sec. Or, étant données les valeurs des résistances de la lampe et du galvanomètre, d'une part, il est très difficile de réaliser des constantes de temps L/R qui atteignent la seconde. Au contraire, cela est très facile avec un condensateur et une résistance, de sorte que, pratiquement, la liaison par condensateur permet d'obtenir une efficacité supérieure et cela plus simplement.

δ) RÉSULTATS. — J'ai obtenu une constante de temps de l'ordre de 1,5 sec avec une résistance $r_1 = 12\ 000\ \Omega$ et un condensateur $C = 150\ \mu F$. Ce condensateur était du type électrolytique. Il pouvait supporter 150 volts, mais, utilisé, ici, sous 1,5 volt seulement, son courant de fuite était assez faible et assez constant pour ne pas être gênant. L'amplificateur se réduisait à une lampe électromètre Geco, avec une résistance de 10^{11} ohms entre le filament et la grille.

J'ai obtenu une déviation de 1 mm. pour $5 \cdot 10^{-5}$ volts. L'expérience était faite en appliquant à la grille de la lampe électromètre à travers la résistance de 10^{11} ohms de faibles différences de potentiel connues. Dans les conditions favorables la stabilité était telle qu'on pouvait effectivement déceler de telles variations. La plupart du temps on décelait avec certitude 10^{-4} volts. Si on relie la lampe électromètre à une cellule photoélectrique dont l'isolement est assez bon pour que la résistance de 10^{11} ohms ne soit pas shuntée par une résistance plus faible, on décèle ainsi des courants de 10^{-15} ampères.

Les fluctuations de potentiel aux bornes de la résistance d'entrée rendent compte d'un écart quadratique moyen de $2 \cdot 10^{-5}$ volts. Cette valeur paraît assez inférieure à la limite de sensibilité obtenue, pour qu'on puisse dire qu'il reste d'autres causes d'instabilité (bruit de fond de la lampe électromètre ou composantes, dans la bande utile, des variations des tensions d'alimentation) ⁽¹⁾. On peut se demander quelle valeur devrait avoir le courant d'obscurité I pour que son effet de grenaille limite la sensibilité à la valeur trouvée expérimentalement. Un calcul simple montre que I doit être de l'ordre de 10^{-11} ampères. Or, même avec les cellules au césium, l'émission thermoélectronique n'atteint pas cette valeur (En admettant la valeur de $2 \cdot 10^{-13}$ ampères/cm² à 20° et, pour une surface de 5 cm², on ne

⁽¹⁾ Peut-être est-il possible d'attribuer ce désaccord à l'ionisation de l'air au voisinage de la grille de la lampe électromètre, par exemple sous l'influence des rayons cosmiques. Certains auteurs, pour éviter cette cause de perturbations, ont placé leur amplificateur dans le vide.

trouve encore que 10^{-12} ampères. Il est vrai que la reproductibilité des couches à oxyde de cæsium n'est pas parfaite et il est possible que, dans certains cas, la valeur de 10^{-11} ampères soit approchée). Il semble donc que le montage indiqué ne fournit pas, en général, même pour la couche au cæsium, la limite théorique de sensibilité. Les ordres de grandeur ne sont d'ailleurs pas foncièrement différents et cette conclusion pourrait être renversée avec une résistance d'entrée de 10^{12} ohms par exemple.

Le montage n'en reste pas moins très commode car il permet de déceler de très faibles courants et ne met en jeu qu'une seule lampe dont les tensions d'alimentation ne dépassent pas 10 volts.

D. — AMPLIFICATEUR POUR COURANT ALTERNATIF

a) Généralités. Influence de la capacité d'entrée. — α) Ainsi que cela a déjà été dit, la bande passante s'étend, en général, sur plus de cycles que lorsqu'il s'agit d'un amplificateur à courant continu.

β) Les liaisons entre étages sont très faciles à réaliser et ne réclament pas de batteries de polarisation.

γ) Le montage élimine automatiquement la plupart des dérives lentes ; d'une manière précise, il supprime toutes les variations lentes dont l'effet

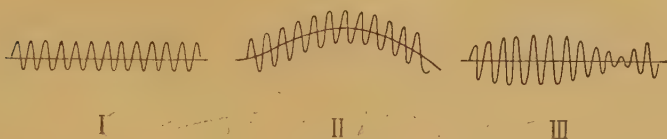


FIG. 24.

serait de transformer le signal sinusoïdal I (voir fig. 24) en lui donnant la forme II ; mais l'appareil n'éliminerait pas une variation lente qui aurait pour effet de moduler très lentement le signal suivant la forme III.

δ) Comme conséquence d'une remarque déjà faite, au point de vue de l'amplification, le rôle de la résistance d'entrée est limité par l'existence de la capacité d'entrée. Prenons par exemple le cas d'un amplificateur accordé sur la fréquence 1 000, la valeur de la résistance d'entrée ne pourra guère dépasser quelques mégohms. Si, par ailleurs, on admet qu'il est difficile de déceler des signaux dont la tension efficace est de l'ordre d'une fraction de microvolt sur la première grille, on voit qu'on pourra très difficilement déceler des courants alternatifs, de l'ordre de 10^{-13} ampères. Pour y parvenir, il faudrait pouvoir leur faire subir avant l'amplificateur, une amplification dans laquelle on n'aurait pas à se préoccuper des questions de sélectivité, celles-ci étant résolues dans l'amplificateur lui-même.

b) Avantages d'une amplification préalable par électrons secondaires. — On peut utiliser, dans ce but, l'amplification par électrons secondaires.

On arrive alors à un ensemble amplificateur constitué par un multiplicateur électronique ⁽¹⁾ ⁽²⁾ suivi d'un amplificateur sélectif analogue à celui qui a servi aux expériences décrites dans la première partie de ce travail.

On est tout de suite amené à préciser la question du bruit de fond dans les multiplicateurs électroniques, afin de voir quelle influence auront, sur la sensibilité, les fluctuations propres du multiplicateur. Le problème précis à résoudre est le suivant : soit I la valeur du courant émis par effet thermique par la première couche P_0 du multiplicateur (voir fig. 6). Si un électron primaire libère en moyenne δ électrons secondaires et si le nombre des étages est égal à t l'amplification moyenne vaut $D = \delta^t$; les fluctuations dues à l'effet de grenaille de I , c'est-à-dire celles qu'on observerait effectivement à la sortie du multiplicateur si ce dernier était parfait, ont une composante spectrale égale à $2eID^2\Delta\nu = D^2\bar{I}_v^2\Delta\nu$; en fait, par suite des fluctuations propres de l'appareil, cette composante spectrale $\bar{u}_v^2$ sera supérieure à la valeur précédente :

$$\bar{u}_v^2 = 2eID^2\Delta\nu + A\Delta\nu \quad (82)$$

α) Si on néglige l'émission par effet thermique des couches $P_1, P_2, \dots P_{10}$ on établit, sans peine, la relation ⁽³⁾ :

$$\bar{u}_v^2 = D^2\bar{I}_v^2\Delta\nu \left[1 + b \frac{1 - \frac{1}{D}}{1 - \frac{1}{\delta}} \right] \quad (83)$$

le coefficient b est défini de la façon suivante : soit n le nombre d'électrons secondaires, correspondant à un électron primaire. n est une fonction statistique dont nous avons déjà utilisé la valeur moyenne $\bar{n} = \delta$, le nombre b est donné par la relation :

$$\frac{\bar{n}^2 - \delta^2}{\delta^2} = b. \quad (84)$$

D est toujours très grand devant l'unité, de sorte qu'on peut poser :

$$\bar{u}_v^2 = D^2 \cdot \bar{I}_v^2 \cdot \Delta\nu \left[1 + \frac{b}{1 - \frac{1}{\delta}} \right]. \quad (83 \text{ bis})$$

⁽¹⁾ ZWORYKIN. *Journ. of the Institute of Electrical Engineers*, 79 (1936), 1.

⁽²⁾ ZWORYKIN, MORTON et MALTER. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 24 (1936), 351.

⁽³⁾ HAJO BRUINING. *Die Sekundär Elektronen Emission fester Körper*, Berlin (1942), 73 et 104.

β) Si toutes les électrodes $P_0, P_1 \dots P_{10}$ ont même surface, chacune d'elles émet le courant I ; comme les électrons sont émis indépendamment les uns des autres, les carrés moyens s'ajoutent et on trouve comme valeur définitive de $\overline{u_v^2}$, l'expression :

$$\overline{u_v^2} = \overline{I_v^2} \Delta v \left[1 + \frac{b}{1 - \frac{1}{\delta}} \right] [\delta^{2t} + \delta^{2t-2} + \dots \delta^2 + 1] = \overline{I_v^2} \frac{D^2}{1 - \frac{1}{\delta^2}} \cdot \left[1 + \frac{b}{1 - \frac{1}{\delta}} \right] \Delta v \quad (85)$$

en négligeant $\frac{1}{D^2}$ devant δ^2 .

Précisons les ordres de grandeur, l'expérience a montré que b valait approximativement 0,25 (1). Dans le multiplicateur dont nous nous sommes servis δ était de l'ordre de 3,5, on trouve donc :

$$\overline{u_v^2} = \overline{I_v^2} \cdot D^2 [1 + 0,48].$$

Le multiplicateur électronique augmenterait donc le carré moyen du bruit de fond de la moitié de sa valeur environ. Les expériences de Hartmann et Rothe (2) conduisent à des résultats du même ordre de grandeur. Ces auteurs trouvent que, du fait du multiplicateur, le bruit de fond est multiplié par un facteur dont la valeur est à peu près deux fois plus forte que celle que fait prévoir la formule 85; mais il ne s'agit ici que d'ordre de grandeur. Le résultat essentiel est que, pour une amplification qui peut être considérable, le multiplicateur électronique n'accroît pas beaucoup le bruit de fond. Par ailleurs le problème de la capacité d'entrée est éliminé puisque, par suite de l'amplification préalable, à la sortie du multiplicateur, c'est-à-dire entre la masse et la grille de la première lampe, on n'utilisera qu'une résistance de l'ordre du mégohm seulement.

c) **Résultats expérimentaux.** — J'ai étudié avec la collaboration de M. Goudet (3), les possibilités de l'ensemble constitué par le multiplicateur électronique déjà décrit (fig. 6) suivi de l'amplificateur accordé également décrit. Le multiplicateur utilisé est à focalisation magnétique. Il est alimenté par un redresseur à lampes qui fournit une tension continue totale V , variable de 1 000 à 2 000 volts et excite un électro-aimant producteur du champ magnétique; bien entendu, le champ magnétique et V doivent être ajustés en fonction l'un de l'autre.

Pour déterminer le gain du multiplicateur pour diverses valeurs de V , nous avons mesuré avec un même galvanomètre :

α) Le courant photo-électrique non amplifié, produit par la cellule saturée, sous l'action d'une lampe de poche sous-voltée, placée à 20 cm.

(1) HAJO BRUINING. *Die Sekundär Elektronen Emission fester Körper*, Berlin (1942), 104.

(2) HARTMANN et ROTHE. *Der Schrot bei Photozellen mit sekundäremission vervielfachung*, Fernseh (1941), 2, cahier 3, 81.

(3) A. BLANC-LAPIERRE et G. GOUDET. *C. R.*, 246 (1943), 294.

β) Le courant de sortie du multiplicateur, la source étant la même lampe, placée à 3 000 cm.

Le tableau n° 8 donne l'amplification en courant déduite de ces mesures pour diverses valeurs de la tension V .

TABLEAU N° 8

Volts	1 200	1 550	1 870
Amplification	$0,135 \cdot 10^5$	$1,24 \cdot 10^5$	$3,38 \cdot 10^5$

Les courants de sortie ont été amplifiés commodément en modulant la lumière à la fréquence 1 000 et en utilisant l'amplificateur accordé déjà décrit (la valeur de sa résistance d'entrée était de 1,5 mégohm dans cette expérience), les tensions de sortie sont mesurées sur un voltmètre à diode dont la constante de temps est de l'ordre de la seconde. Toute l'installation est alimentée à partir du secteur alternatif.

En l'absence de signal, le voltmètre donne l'indication moyenne x qui provient des composantes du bruit de fond dans la bande de fréquences amplifiées. Autour de cette valeur moyenne existent des fluctuations qui limitent la précision de lecture à une valeur moyenne ε ; à cette incertitude correspond la plus petite tension alternative décelable; sa valeur efficace α peut être calculée, compte tenu de ce que le voltmètre est quadratique dans le domaine d'utilisation, par la formule $\alpha = \sqrt{2x\varepsilon}$. Les valeurs de x , ε et α , ainsi que les valeurs efficaces I_x et I_α des courants d'entrée correspondants, sont rassemblées dans le tableau n° 9.

TABLEAU N° 9

	V volts	x volts	ε volts	α volts	I_x amp.	I_α amp.
A	1 200	0,35	0,05	0,19	$17 \cdot 10^{-16}$	$9,2 \cdot 10^{-16}$
B	1 550	3	0,5	1,7	$16 \cdot 10^{-16}$	$9,2 \cdot 10^{-16}$
C	1 870	17	5	13	$34 \cdot 10^{-16}$	$26 \cdot 10^{-16}$

Le plus petit courant photo-électrique alternatif décelable a une valeur efficace de $I_\alpha = 9 \cdot 10^{-16}$ ampères, en l'absence de disque modulateur, il lui correspondrait un courant continu d'intensité : $I_\alpha \frac{\pi\sqrt{2}}{2} = 2 \cdot 10^{-15}$ ampères, le bruit de fond est le même pour les expériences A et B; il croît dans l'expé-

rience C où le multiplicateur est soumis à un régime plus poussé. Cet accroissement est certainement dû à des causes secondaires dans le multiplicateur.

Il reste à voir si, compte tenu des constantes de temps de l'appareil, les propriétés de la couche P_0 sont complètement exploitées dans les cas A et B. Sa surface est de $1,5 \text{ cm}^2$; on doit s'attendre à une émission thermique de l'ordre de $3 \cdot 10^{-13}$ ampères; à partir de cette valeur et de la sélectivité du montage, il est possible de calculer la valeur moyenne x' et l'écart quadratique moyen ε' ainsi que les courants d'entrée correspondants $I_{x'}$ et $I_{\varepsilon'}$; il suffit pour cela d'appliquer les relations (35) et (36) en tenant compte des simplifications dues à l'ordre de grandeur du flux électronique d'obscurité. Si on admet que deux lectures sont distinctes, lorsqu'elles diffèrent au moins de ε' , $I_{\varepsilon'}$ sera le plus petit courant décelable. On trouve ainsi :

$$I_{x'} = 18 \cdot 10^{-16} \text{ ampères} \quad \text{et} \quad I_{\varepsilon'} = 7 \cdot 10^{-16} \text{ ampères}$$

ces valeurs sont assez voisines de celles fournies par l'expérience pour qu'il soit possible d'affirmer que la sensibilité est pratiquement limitée par l'existence de l'émission thermique de la couche d'entrée. Le montage indiqué présente en plus de nombreux avantages pratiques (lectures aisées sur appareil à pivot, ensemble robuste, facile à transporter, grande fidélité, alimentation faite en totalité à partir du secteur).

REMARQUE. — Il nous a paru intéressant d'étudier les possibilités du multiplicateur associé directement à un galvanomètre, les résultats expérimentaux sont les suivants :

$$\begin{aligned} V &= 1550 \text{ volts}; & x &= 420 \cdot 10^{-10} \text{ ampères}; \\ I_x &= 3,4 \cdot 10^{-13} \text{ ampères}; & \varepsilon &= 7,5 \cdot 10^{-10} \text{ ampères}. \end{aligned}$$

Le plus petit courant décelable est donc $I = 6 \cdot 10^{-15}$ ampères; la sensibilité est trois fois moins bonne que précédemment. Or, pour le galvanomètre utilisé (période de 12 secondes, amortissement critique), les fluctuations dues à l'effet thermo-électronique devraient permettre de déceler des courants de l'ordre de 10^{-16} ampères, valeur bien inférieure à celle trouvée expérimentalement. Les dérives des tensions d'alimentation sont vraisemblablement la cause de ce désaccord.

II. — PHOTO-COMPTEURS A CATHODE DE CUIVRE

Lorsque l'effet thermique de la couche photo-électrique devient très faible (quelques électrons par minute ou même moins), son existence ne s'oppose pas à la détection de courants photo-électriques, du même ordre de grandeur, les amplificateurs ne permettent pas en général de déceler des courants si peu intenses; ainsi que l'a montré l'étude précédente, la seule solution consiste alors à compter les électrons.

L'émission d'un courant de 10^{-20} ampères par seconde et par centimètre carré (c'est-à-dire à peu près de 4 électrons à la minute), correspond, d'après la formule de Richardson, à un potentiel d'extraction de 2,1 volts environ ou à un seuil photo-électrique de 0,6 micron. Il s'agit donc ici de couches sensibles dans le proche ultra-violet et peut-être dans la partie voisine du spectre visible.

Il s'agit, en particulier, des métaux peu électro-positifs, tels que le cuivre, l'argent, l'or dont les seuils photo-électriques sont situés vers 2.700 Å environ, ce qui correspond à des potentiels d'extraction de l'ordre de 4,6 volts. Ces métaux émettent par effet thermique des courants qui sont inférieurs à 10^{-50} ampères par centimètre carré à la température ordinaire, c'est-à-dire qui ne limitent jamais la sensibilité. Pour de tels métaux, le rendement quantique est assez faible (10^4 quanta au moins par électron libéré), leur emploi est cependant fort intéressant parce que les seuils photo-électriques correspondants sont assez reculés vers l'ultra-violet ce qui peut-être très utile pour étudier des phénomènes donnant naissance à des radiations ultra-violettes mêlées à des radiations diffusées de longueur d'onde supérieure à celle du seuil.

Le procédé de comptage dont il a été question dans la deuxième partie du travail et qui consiste à observer les impulsions distinctes de l'aiguille d'un appareil de lecture est évidemment purement théorique; l'appareil pratique qui permet ce dénombrement est le photo-compteur. C'est essentiellement une chambre à ionisation dont la cathode est la surface photo-électrique. Le gaz est soumis à un champ électrique inférieur d'une très petite quantité à la valeur nécessaire pour provoquer la décharge; lorsque l'électron, arraché par effet photo-électrique, traverse le gaz, il suffit à déclencher une décharge que, par un procédé extérieur (résistance en série ou asservissement du photo-compteur à un relaxateur), on s'arrange pour rendre aussi brève que possible. Après amplification, on compte les impulsions correspondant à ces décharges.

Je me suis proposé de réaliser une série de photo-compteurs à cathode de cuivre. L'état de la surface active ayant une très grande importance sur ses propriétés photo-électriques, il m'a paru indiqué, avant d'aborder la réalisation des photo-compteurs, d'étudier minutieusement l'influence du dégazage sur l'émission photo-électrique du cuivre. J'ai profité de cette étude pour obtenir une valeur du seuil photo-électrique du cuivre massif très soigneusement dégazé.

A. — ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS PHOTO-ÉLECTRIQUES DU CUIVRE

a) Le CUIVRE étudié est du cuivre électrolytique très pur ⁽¹⁾, il a subi une fusion sous vide.

(1) Cet échantillon est dû à l'amabilité de M. Chaudron; je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de mes remerciements.

b) Afin d'étudier les propriétés photo-électriques d'un échantillon de cuivre, en forme de lame, j'ai inclus celui-ci dans une *cellule* où il joue le rôle de cathode (v. fig. 25). Entièrement construite avec du quartz, du pyrex et du tungstène soudés entre eux, elle peut être chauffée jusqu'à près de 400° . Avant le montage, toutes les pièces de pyrex ont subi une dizaine de lavages (éther, alcool et eau distillée) et toutes les pièces métalliques ont été chauffées sous vide. Après ces nettoyages elles n'ont eu aucun contact avec les doigts. En cours de montage, les plus grandes pré-

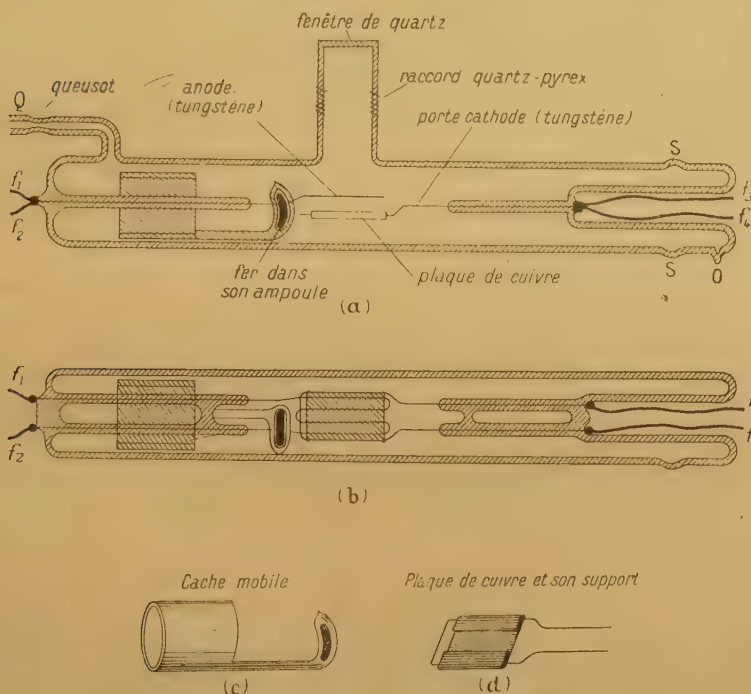


FIG. 25.

cautions ont été prises pour éviter de souiller la cathode ; la dernière soudure pyrex-pyrex est effectuée en SS, c'est-à-dire assez loin du cuivre pour éviter une oxydation par échauffement. De plus un courant d'air propre circulait à travers la cellule de Q vers O pour maintenir le cuivre froid et pour empêcher les gaz du chalumeau de pénétrer à l'intérieur de la cellule ; l'ouverture O a été fermée ensuite. Le soufflage a été effectué avec de l'air propre et jamais en soufflant avec la bouche. L'anode et le support de la lame de cuivre sont constitués par des fils de tungstène ; ils sont repliés de façon à avoir leurs deux extrémités reliées à l'extérieur ; on peut ainsi les chauffer électriquement avec facilité au cours du dégazage.

La lame de cuivre est chauffée par induction. Pendant qu'elle est portée à haute température, le cache C constitué par un cylindre de pyrex l'entoure et protège la fenêtre de quartz contre une volatilisation possible du cuivre. Le dépôt légèrement vert qui, en fin de dégazage, recouvrait le cache, a montré que cette précaution n'était pas inutile. Le cache est solidaire d'un morceau de fer qui est enfermé dans une petite ampoule scellée dont l'étanchéité a été vérifiée. On peut ainsi le déplacer de l'extérieur de la cellule au moyen d'un électro-aimant.

c) L'APPAREIL A VIDE destiné au pompage est schématisé par la figure 26. Il comprend essentiellement une pompe à palettes à deux étages P_1 et une pompe à diffusion à vapeur de mercure P_2 . Le réservoir R_1 de très gros volume permet à l'installation de fonctionner pendant près d'une heure, P_1 étant arrêtée. Cela évitait les vibrations mécaniques pendant les mesu-

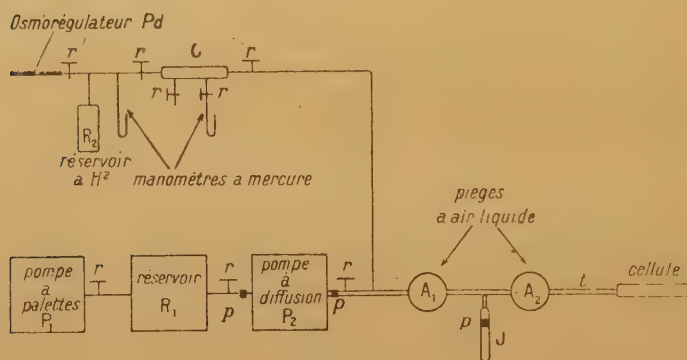


FIG. 26.

res électriques. La canalisation à grand vide est constituée par du tube de pyrex de 35 mm. de diamètre (traits doubles sur la figure 26). Une installation latérale permet d'obtenir de l'hydrogène très pur par osmose à travers du palladium, de l'accumuler dans R_2 et d'en prélever de petites quantités au moyen du compartiment C (pourvu d'un manomètre à mercure) fonctionnant à la manière d'une écluse. Les robinets sont graissés avec de la graisse pour basse pression, ils figurent tous sur le schéma 26 désignés par la lettre r ; l'installation comporte trois joints à la picéine (p) également marqués sur le schéma. Elle est pourvue de deux pièges à air liquide A_1 et A_2 ; le vide est mesuré au moyen de la jauge à ionisation J. Le piège A_2 et la canalisation t étaient neufs au moment où l'expérience a commencé et il n'y a après le piège A_2 du côté de la cellule aucun joint mastiqué ou graissé.

Durant toute l'expérience la pression s'est maintenue à une valeur inférieure au millionième de millimètre de mercure.

d) **ETUDE DU DÉGAZAGE.** — J'ai étudié l'effet du dégazage progressif sur le courant photo-électrique total émis par la lame de cuivre exposée au rayonnement de l'arc au mercure. Les mesures de courant photo-électrique ont été effectuées très commodément avec un amplificateur pour courant continu constitué par une lampe électromètre reliée à un galvanomètre balistique par l'intermédiaire d'un condensateur. La durée du pompage a été de 70 heures environ, pendant lesquelles la cellule a subi divers étuvages à 400°, les fils de tungstène ont été chauffés par conduction et le cuivre a été porté au rouge au moyen d'un four à induction. Le dégazage se répartit en 7 périodes (AB, BC ... GH). A la fin de chaque période j'ai mesuré le courant photo-électrique total, le cuivre étant refroidi. Le détail des opérations est résumé dans le tableau n° 10 ; les variations du courant

TABLEAU N° 10

<i>Périodes</i>	<i>Durée totale</i>	<i>Etuvage</i>	<i>Lavages à H² pur</i>	<i>Chauffage haute fréquence du cuivre</i>	<i>Courant photo. à la fin de la période</i>
AB	8 heures	3 h. à 400°	1 heure	0	1
BC	10 heures	1 h. 30 m. à 400°	0	3 h. 30 m. (rouge cerise)	18
CD	18 heures	1 h. 45 m. à 400°	0	10 h. (rouge clair)	28
DE	17 h. 30 m.	0	0	12 h. (rouge clair)	4,5
EF	7 heures	0	0	4 h. (rouge blanc) début de volatilisation sur le cache	3,5
FG	3 h. 30 m.	0	0	2 h. (rouge blanc)	4
GH	2 h. 30 m.	1 heure (200°)	0	0	4
Durées totales	66 h. 30 m.	7 h. 15 m.	1 heure	31 h. 30 m.	

photo-électrique total sont représentées sur la figure 27. On voit que, au cours du chauffage sous vide élevé, l'émission photo-électrique totale croît d'abord, passe par un maximum puis décroît et se fixe. On peut alors admettre qu'elle est caractéristique du cuivre pur débarrassé de l'influence des gaz adsorbés. L'existence d'une émission photo-électrique limite, indépendante de tout chauffage ultérieur, a été mise en évidence par Du Bridge ⁽¹⁾ pour le platine et par Cardwell ⁽²⁾ pour le fer.

e) **DÉTERMINATION DU SEUIL PHOTO-ÉLECTRIQUE DU CUIVRE.** — Après le dégazage que je viens de décrire, la cellule a été scellée et, étant donné tout le soin mis à sa fabrication, je l'ai utilisée pour obtenir une bonne valeur du seuil photo-électrique du cuivre à l'état massif. On sait que, d'après la théorie des métaux de Sommerfeld, cette notion de seuil n'a de sens pré-

⁽¹⁾ DU BRIDGE. *Phys. Rev.*, 29 (1927), 451 ; 31 (1928), 326 ; 32 (1928), 961.

⁽²⁾ CARDWELL. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 14 (1928), 439.

cis qu'au 0° K. A toute autre température, il n'y a pas de seuil en toute rigueur et le seuil expérimental dépend de la sensibilité des appareils utilisés. Afin d'obtenir un résultat ayant une signification absolue, j'ai employé la méthode de Fowler ⁽¹⁾ qui permet de déterminer la fréquence correspondant au seuil au 0° K.

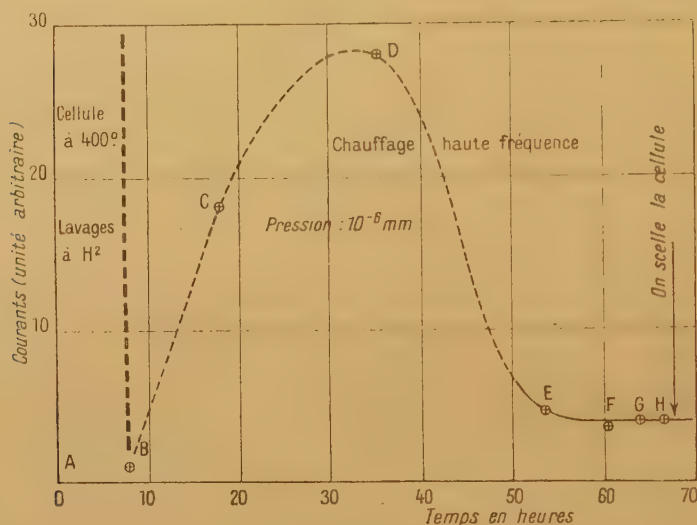


FIG. 27.

Soit I l'intensité du courant photo-électrique correspondant à une certaine énergie lumineuse absorbée ⁽²⁾ par unité de temps, soit T la température absolue et ν la fréquence de la radiation lumineuse ; posons :

$$x = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT} \quad (86)$$

où h et k sont les constantes de Planck et de Boltzmann et ν_0 un paramètre qui représente la fréquence du seuil au 0° K.

Le point essentiel de la théorie de Fowler consiste dans ceci : si on se borne à ne considérer que des radiations dont les fréquences ne s'écartent pas trop de ν_0 , on a entre I , T et x une relation du type :

$$\log \left(\frac{I}{T^2} \right) = B + \Phi(x) \quad (87)$$

⁽¹⁾ DU BRIDGE. New theories of the photoelectric effect, *Actualités Scientifiques*, Paris, n° 268. — FOWLER, *Physical Review*, 38 (1931), 45.

⁽²⁾ Au lieu de lumière absorbée on peut aussi dire lumière incidente, car la théorie de Fowler est une théorie locale, valable dans un étroit domaine de fréquences, et on peut supposer que le coefficient réflecteur est constant dans ce domaine.

où B est indépendant de ν et de T et où $\Phi(x)$ est une fonction universelle (indépendante du métal considéré) qui a été tabulée par Fowler. Posons : $\log \left(\frac{I}{T^2} \right) = y$, la courbe $y = f(x)$ se déduit de $y = \Phi(x)$ par une translation parallèle à l'axe des y ; ce résultat subsiste d'ailleurs si au lieu de considérer I nous considérons $\mathcal{J}$ qui s'en déduit par multiplication par un facteur inconnu mais constant; construisons alors la courbe :

$$\log \left(\frac{\mathcal{J}}{T^2} \right) = f_1 \left(\frac{h\nu}{kT} \right). \quad (88)$$

Cette courbe doit pouvoir être superposée avec $y = \Phi(x)$ par une translation dont la composante x_0 parallèle à l'axe des x correspond à la valeur cherchée :

$$x_0 = \frac{h\nu_0}{kT}. \quad (89)$$

La mise en œuvre de cette méthode nécessite la connaissance, à un facteur constant près, de l'émission photo-électrique en fonction de la longueur d'onde pour une température donnée. J'ai déduit cette fonction de la comparaison de la cellule au cuivre avec une cellule à fluorescence ⁽¹⁾ pour les raies de l'arc au mercure de longueurs d'onde 2 652, 2 537, 2 482, 2 399, 2 378, 2 345 Å ⁽²⁾. Le seuil ainsi déterminé a pour longueur d'onde 2 660 Å. Par suite de l'imprécision avec laquelle est définie la superposition de la courbe théorique et des points expérimentaux il faut considérer que la valeur de 2 660 Å peut être entachée d'une erreur comprise entre — 30 et + 30 Å. J'ai, par la suite, porté plusieurs fois au rouge l'échantillon de cuivre dans son ampoule scellée; après ces chauffages j'ai procédé à de nouvelles déterminations du seuil; les valeurs trouvées s'échelonnent de 2 600 à 2 770 Å. Ces déplacements, après toutes les précautions prises, s'expliquent par l'énorme difficulté qu'il y a à conserver dans un tube scellé un métal parfaitement exempt de gaz adsorbés.

A titre d'exemple, je donne (fig. 28) les points représentant les valeurs de

⁽¹⁾ DÉJARDIN et SCHWEGLER. *Revue d'Optique*, 13 (1934), 313. Le résultat essentiel est le suivant : de 2.200 à 2.800 Å, la fluorescence du salicylate a un rendement quantique constant. De la mesure, au moyen d'une cellule au potassium, du flux lumineux réémis par fluorescence, on déduit des nombres proportionnels aux nombres de quanta incidents par unité de temps.

⁽²⁾ Cette comparaison a été faite simplement au moyen d'un dispositif permettant d'envoyer la lumière issue du monochromateur sur l'une ou l'autre des cellules; chacune d'elles était pourvue d'un amplificateur (montage balistique et condensateur). La comparaison n'est pas très précise pour les longueurs d'onde les plus longues à cause de la petitesse des courants photo-électriques émis par le cuivre. Pour l'amplificateur relatif à la cellule au cuivre, j'ai dû employer une résistance d'entrée de $10^{11} \Omega$ ce qui me permettait de déceler 10^{-15} ampères environ alors que, pour la cellule fluorescente, je n'utilisais que $10^9 \Omega$ ce qui permettait de déceler 10^{-13} ampères environ.

$\log \left(\frac{I}{I^0} \right)$ en fonction de $\frac{h\nu}{kT}$ pour une de ces expériences. Sur la figure est tracée la courbe $y = \Phi(x)$ après une translation convenable. La flèche représente le point qui, avant toute translation, avait une abscisse nulle ; après translation, son abscisse donne la valeur de $\frac{h\nu_0}{kT}$. L'exemple donné conduit à la valeur de $2\,770 \text{ \AA}$.

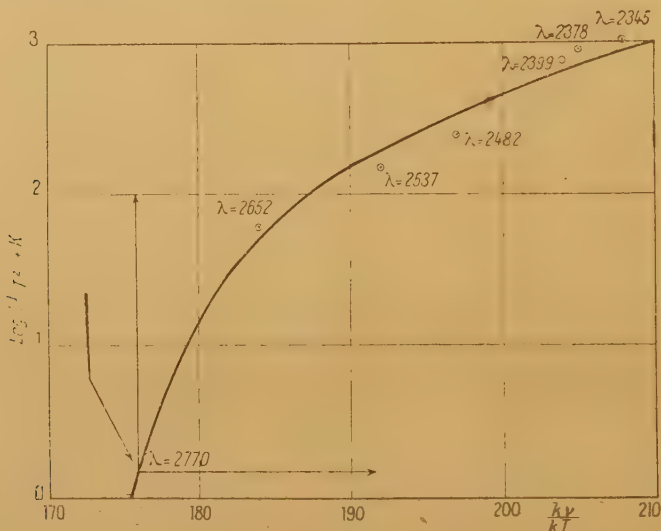


FIG. 28.

En appliquant la méthode de Fowler aux courbes publiées par Rentschler ⁽¹⁾ d'une part, et par Schulze ⁽²⁾ d'autre part, relatives à l'étude, en tubes scellés, de couches de cuivre, respectivement pulvérisé, ou volatilisé dans le vide, j'ai obtenu, aux erreurs près dues à la petitesse des échelles graphiques, des nombres respectifs de $2\,800$ et $2\,650 \text{ \AA}$. Ces valeurs concordent assez bien avec celles que je donne pour du cuivre massif soigneusement dégazé.

D'autre part, les mesures d'émission thermoionique (v. Reimann, *Thermoionic Emission*) conduisent à une valeur approximativement égale à $2\,850 \text{ \AA}$.

B. — CONSTRUCTION DE PHOTO-COMPTEURS A CATHODE DE CUIVRE

De l'expérience précédente on déduit deux sortes de renseignements intéressants pour la construction des photo-compteurs à cathode de cuivre :

α) Cette étude nous fournit la longueur d'onde du seuil photo-élec-

⁽¹⁾ RENTSCHLER. *Rev. of Scientif. Inst.*, **3** (1932), 794.

⁽²⁾ SCHULZE. *Zeits. für Phys.*, **92** (1934), 212.

de long. L'ouverture latérale O de 7 mm. de diamètre permet l'admission de la lumière, la lame *ee'* également en cuivre (1 mm. d'épaisseur et 4 mm. de large) est fixée par ses deux extrémités *e* et *e'* suivant une génératrice du cylindre et à l'extérieur de ce dernier ; elle est soudée à l'autogène (en flamme réductrice), en *e* et *e'*. La soudure faite, l'ensemble cylindre et lame *ee'* a été porté au rouge dans un four électrique en silice parcouru par un courant d'hydrogène. La lame *ee'* est taraudée en son centre *t* ; dans l'écrou ainsi formé, peut se visser la vis V en nickel ; la tige de tungstène *a*, de 1 mm. de diamètre, est rentrée à force dans un trou percé suivant l'axe de V. Les rentrées *b* et *d* sont constituées par du fil de tungstène de 0,5 mm. de diamètre. Les fils de connexion *h* sont des tresses de cuivre souples fixées aux extrémités extérieures des sorties de tungstène par l'intermédiaire d'une goutte de nickel. L'anode *p* est un fil de tungstène de 0,1 mm. de diamètre ; il est maintenu tendu par un ressort *ρ* en tungstène de 0,5 mm. de diamètre.

La cellule est en pyrex, elle possède une fenêtre de quartz Q destinée à l'admission de la lumière ultra-violette. Cela nécessite la présence d'un raccord quartz-pyrex.

Pour avoir une mise en place soignée des différents organes, l'ordre adopté pour la construction est tel que, lors de chaque soudure de pyrex, les pièces sont fixées de façon rigide dans des supports métalliques dont les positions respectives sont réglables à volonté. Le pyrex prend ainsi de lui-même la forme qui respecte les conditions géométriques que l'on veut imposer. Pour éviter une oxydation du cuivre lorsqu'on est amené à chauffer des parties de pyrex voisines, le cuivre reste baigné dans un courant d'azote qui, lors de la dernière soudure pyrex-pyrex (réalisée en SS), circulait du queusot M vers l'ouverture N bouchée ensuite.

β) POMPAGE, DÉGAZAGE, REMPLISSAGE. — L'appareil à vide est celui qui a été décrit pour l'étude des propriétés photo-électriques du cuivre. Les tentatives faites dans le sens déjà indiqué pour obtenir une grande reproductibilité dans la fabrication (dégazage le plus complet possible et remplissage avec de l'hydrogène le plus pur possible) n'ont pas conduit à des résultats aussi nets qu'on aurait pu l'espérer. Des compteurs ayant subi un dégazage nettement inférieur à celui que les expériences précédentes conduiraient à adopter ont fonctionné de façon satisfaisante et ont présenté des propriétés très comparables ; par contre, certains compteurs ayant subi un dégazage très poussé n'ont pas fonctionné de façon aussi satisfaisante. Peut-être des traces d'impuretés telles que l'oxygène ou l'eau sont-elles nécessaires à un bon fonctionnement...

Si on désire fabriquer le plus vite possible des compteurs utilisables, on a intérêt à accumuler près du banc de pompage les appareils nécessaires pour étudier leurs propriétés avant de les sceller :

1° Un amplificateur photo-électrique permet de mesurer l'émission photo-électrique correspondant à un éclairage donné (lampe à vapeur de mercure soumise à un régime électrique constant).

2° Les appareils destinés à l'alimentation du compteur et à la numération des chocs permettaient de faire des essais sur le banc de pompage lui-même ; les tubes n'étaient scellés que lorsque le fonctionnement était correct.

Dix compteurs ont été mis en construction. Cinq ont donné satisfaction et ont été retenus. Les conditions de grande propreté qui ont entouré leur fabrication leur ont assuré une bonne stabilité de fonctionnement ; en particulier les expériences signalées dans la première partie de ce travail étaient faites avec un photo-compteur fabriqué 5 mois auparavant.

Les durées de pompage des 5 compteurs retenus ont varié de quelques heures à 15 heures, durant lesquelles les traitements suivants ont été pratiqués :

1° Etuvage à 400° de l'ensemble du photo-compteur.

2° Lavages à l'hydrogène pur, avec décharges en atmosphère d'hydrogène ; le cuivre étant pris comme cathode.

3° Dégazage du filament dans le vide en le chauffant par effet Joule.

4° Dégazage du cuivre dans le vide. J'ai utilisé deux procédés :

α') *Le chauffage par haute fréquence.* — Il nécessite la construction d'un émetteur d'une certaine puissance et oblige à placer près de la cellule de grosses spires de cuivre assez difficiles à fixer étant donné la forme du photo-compteur.

β') *Le chauffage par bombardement électronique.* — Ce procédé me paraît fort intéressant à cause de son caractère très énergique et à cause de la simplicité des moyens mis en œuvre ; un courant de 4 à 5 ampères suffit à porter le filament de tungstène à une température assez élevée pour que le courant de saturation dans le vide atteigne 10 milliampères ; avec une tension de 2 500 à 3 000 volts, on a une puissance largement suffisante pour porter le cuivre au rouge-blanc. Les ressorts de tungstène de 0,5 mm. chauffent assez peu pour assurer la tension du fil d'anode. Au cours de cette opération, il faut surveiller le vide de très près. Un chauffage trop peu progressif, qui aurait pour effet de porter les métaux au rouge dans un mauvais vide, semble favoriser considérablement la volatilisation du cuivre et même du tungstène. Les photo-compteurs sont, en fin de construction, remplis d'hydrogène sous une pression de quelques centimètres de mercure. L'expérience a montré qu'on améliorait le fonctionnement des photo-compteurs en les faisant traverser après leur fermeture par une décharge de quelques milliampères.

2° *Résultats.* — Les tensions d'amorçage ont varié de 550 à 950 volts, suivant la pression de remplissage. Les paliers de comptage se répartissent de 50 à 180 volts. Deux compteurs avaient un palier très légèrement incliné et trois présentaient un palier bien horizontal (voir fig. 30).

Le nombre de coups à l'obscurité était de quelques unités par minute.

J'ai fait une étude sommaire de la sensibilité spectrale de ces photo-compteurs ; j'ai utilisé pour cela un monochromateur à optique de quartz

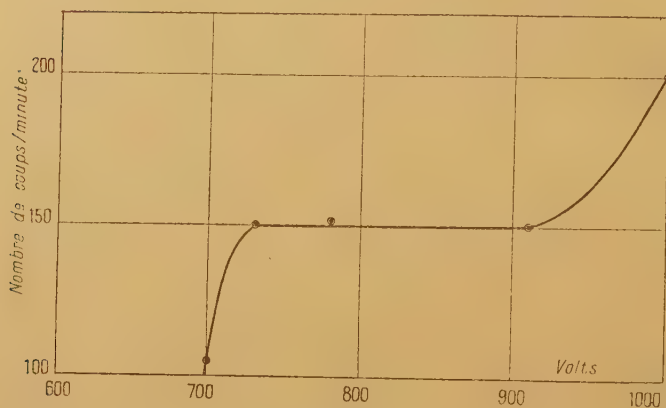


FIG. 30.

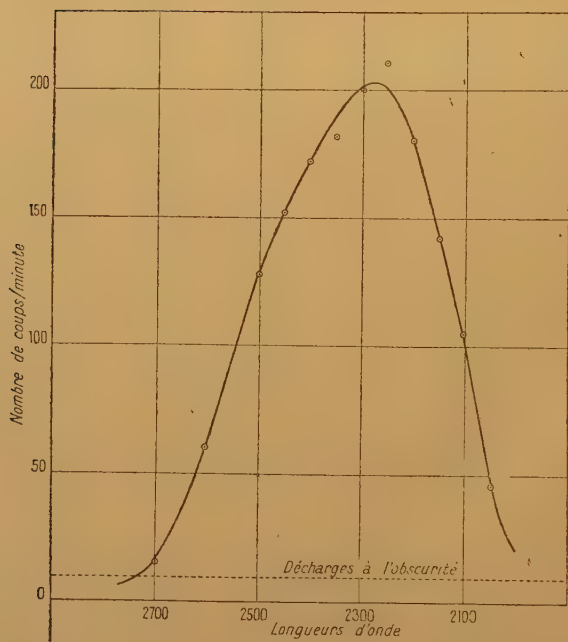


FIG. 31.

et une lampe à hydrogène. Pour les 5 compteurs étudiés, la réponse a été semblable ; elle présente un seuil situé vers $2800 \text{ \AA}$ et un maximum de sensibilité vers $2300 \text{ \AA}$; la figure 31 représente graphiquement les résultats fournis par l'un des compteurs. La valeur du seuil ainsi déterminé correspond à une longueur d'onde légèrement supérieure à celle qui a été trouvée pour le cuivre pur dans le vide ; cela n'a rien d'étonnant : d'une part, on peut en rendre responsable la présence de l'hydrogène et d'autre part, il ne faut pas perdre de vue qu'il s'agit ici de seuil expérimental et qu'un léger déplacement vers le rouge peut très bien s'expliquer par la très grande sensibilité du montage.

3° Comparaison des photo-compteurs et des cellules photo-électriques. — Admettons l'hypothèse défavorable d'un nombre de coups à l'obscurité égal à 10 par minute. Pour une expérience de 1 minute, l'écart quadratique moyen vaut $\sqrt{10}$ c'est-à-dire à peu près 3 coups par minute. Si chaque électron d'origine photo-électrique déclenche une décharge dans le photo-compteur, avec la convention que nous avons faite pour définir la sensibilité, on pourra déceler les courants de 3 ou 4 électrons par minute ; nous avons vu que, avec les constantes de temps courantes des appareils de mesure, il était difficile de déceler des courants de 10^{-16} ampères, c'est-à-dire de 60 000 électrons par minute environ.

On voit que du point de vue électrique la sensibilité des photo-compteurs est infiniment supérieure à celle d'un ensemble cellule-amplificateur.

CONCLUSION

I. — J'ai fait une étude expérimentale de l'effet de grenaille pur, j'ai mis en évidence le caractère asymptotique des répartitions de Laplace-Gauss et vérifié les formules établies ailleurs, relatives aux fluctuations dues à l'effet de grenaille après un amplificateur linéaire suivi d'un détecteur quadratique.

II. — Les résultats de l'étude précédente m'ont permis de discuter complètement la limite de sensibilité imposée par l'existence de l'émission thermique de la couche sensible aux montages amplificateurs pour courants photo-électriques très faibles. Cette discussion vaut pour une valeur I quelconque de l'intensité du courant d'origine thermique. Pour les fortes valeurs de I , les amplificateurs ont leur fonctionnement habituel ; pour les très faibles valeurs de I , les moyennes que nous sommes habitués à considérer perdent leur sens et on est amené tout naturellement à considérer des appareils numérateurs dont la réalisation pratique constitue les « photo-compteurs ».

III. — J'ai réalisé et étudié expérimentalement des photo-compteurs et des amplificateurs correspondant aux divers types mis en évidence par l'étude précédente :

α) J'ai perfectionné un montage amplificateur pour courant continu.

β) J'ai indiqué un montage permettant une amplification très commode des courants photo-électriques modulés.

γ) J'ai réalisé des photo-compteurs à cathode de cuivre. L'étude des conditions de dégazage m'a conduit à préciser l'influence de ce dernier sur l'émission photo-électrique du cuivre et m'a permis une bonne détermination de la longueur d'onde du seuil photo-électrique de ce métal.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**L'émission électronique secondaire et
les multiplicateurs électroniques.**

VU ET APPROUVÉ :

le 17 Mai 1944.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

PAUL MONTEL.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

GILBERT GIDEL.

